وزارة التعليم العالي والبحث العلمي
جامعة الموصل

الليزرات

تأليف

بيلا آ. لينكيل

جامعة سان فرناندو - كاليفورنيا

ترجمة

فاروق عبودي قصير

ماجستير - الكترونيك الكم

قسم الفيزياء كلية العلوم جامعة الموصل

سنة ١٤٠٣ هـ - ١٩٨٤ م

المحتويات

المقدمة

إن القصد من هذا الكتاب هو تقديم مقدمة عامة لفن في الفيزياء التطبيقية ، وهو توليد الضوء عن طريق الانبعاث المستحث للأشعة . ولكونه في الواقع مقدمة لموضوع حديث ومتقدم ، فقد إستند العرض التفصيلي فيه على المعرفة والخبرة المستقاة من الفيزياء والعلوم الأخرى ذات العلاقة .

وعندما يُكتب او يُنتقى مثل هذا الكتاب ، يكون من الضروري اولاً تكوين فكرة واضحة عن درجة الأهليَّة المتوّقعة للشخص الذي سيستخدمه . فهذا الكتاب كُتب لشخص له تجربة في الفيزياء للحد الذي يمكن ان نتوَّقعه من طالب هندسة متخرج من احسن المدارس الهندسية في الولايات المتحدة ، وبعبارة أدق ، يعني إكماله سنتين دراسيتين من المرحلة الجامعية ، تضمنت دراسة بعضاً من الفيزياء الحديثة . واما العرض التفصيلي للموضوع فقد حُفظ عند مستوى لايُتوَّقع ان ينتج عنه العديد من الصعوبات بالنسبة لطالب أقدَّم في الفيزياء او الكيمياء . فلقد جَعلتُ من هذا الكتاب مَوضِعاً لتعريف كل المبادئ الجديدة والكميات بدلالة تلك الكميات المعروفة من الفيزياء الاوّلية . وكلي أمل بأن الكتاب سيكون ذات نفع واستخدام ايضاً لزملاء اكثر قِدَّماً ، مع العلم أنه لم يكتب للمتخصصين في مجال الليزر .

كما يوجد بعض الظواهر التي تستند عليها الليزرات لاتتلائم مع هَيكل الفيزياء التقليدية ، ولنقل بعبارة أدق ، بأنها تحدث لأن قوانين الفيزياء التقليدية لاتصلُح لوصف تلك الظواهر على المقياس الذري والمقياس الجزيئي . فهذه يجب ان تُوصف بدلالة النظرية الكمية ، التي تُعتبر ضرورة حتمية لاستيعاب الليزرات بصورة كاملة . ومع ذلك ، فان الغرض من هذا الكتاب هو ليس لتدريس ميكانيك الكم ، ولا حتى في صيغته التطبيقية . فلهذا السبب ، أُعطيت الحقائق اللازمة من النظرية الكمية بصورة مختصرة ، ومن دون تبرير ، وأُستخدمت عند الضرورة بأدنى حد ممكن . وكلّما سمحت الفرصة ، أُعطي جدال تقليدي او شبه تقليدي . لقد إتبعت هذا الاسلوب لأني أُومن بأن الجدال المتعلق بميكانيك الكم يُشَكِّل عقبة صعبة للقارئ الموجه توجيهاً هندسياً ، وحتى القارئ الموَّجه باتجاه الفيزياء النظرية

سيجد الطريق أسهل لأختراق الحسابات النظرية الكمية بعد ان يتعلم معرفة الموضوع من وجهة نظر اكثر راجلة .

ولقد كان دليلي في إنتقاء المواد هو تفكيري بأن يكون هذا الكتاب كتاباً عاماً ؛ وهذا يعني ، بأنه يجب ان يتضمَّن على عرضاً تفصيلياً لجميع انواع الليزرات . واما فيما يتعلق بالمواضيع النظرية فأن مستوى التقديم الذي اخترته يقوم بمهام العامل المحدِّد واما العامل المحدِّد الآخر فهو قُدرتي على هضم المواد المختلفة التي تنمو وتتطوَّر بسرعة تكفي لجعل الاجزاء المكتوبة اولاً بأن تصبح عتيقة وميئوس منها في النهاية . وبعد قراري على ان يكون الكتاب شاملاً لوصف كل انواع الليزرات ، رَسَمت خطتي معرضاً عن الدخول في مناقشة اي من التطبيقات .

إن هذا الكتاب هو ليس رسالةً علمية في حقل ضيق ولا هو كتيِّب هندسي . فهناك الكثير من الرسائل العلمية والمقالات الاستعراضية الجيدة في مجال علم الليزر ؛ وما فعلته أني جلبتهم لأنتباه القارئ عند المواضيع المناسبة . كما أشرت ايضاً قدر الامكان الى مصادر عن المعلومات الهندسية . وحاولت جهدي ان اتجنب حَشد الكتاب لمواد يمكن أن تحولنا عن الغاية الرئيسية للكتاب ، الا وهي الاستعراض المختصر للمبادئ الليزرية والتقنيات .

واما عملية إنتقاء المراجع فقد جَرَت على أساس أكثرها فائدةً للقارئ . ولكيما اكون منسجماً مع الغاية التثقيفية للكتاب ، كان عليّ أن أُقاوم الرغبة لاستخدام المراجع كوسائل لأقامة نُصُب تذكاري للروَّاد في مجال علم الليزر . فقد حذفت تعداد الكثير من المساهمات البارزة وذلك لوجود طرق ملائمة اكثر لتوصيل القارئ الى ماتحويه من معلومات . فالقارئ الذي يرغب في الاوليات التاريخية او في الملاحظات الاصلية المنشورة ، سيجد طريقه بسرعة الى المصادر الاصلية وذلك بمراجعته للمراجع الوسطية التي ذكرتها . كما حاولت التعويض عن الاقتصاد بالمراجع بأدخال ملخصَّات تاريخية قصيرة حول تطور وجهات مختلفة للموضوع . وقد أُنهي العمل في جميع المواد لهذا الكتاب بحدود نهاية عام 1968 ؛ ولذلك فالقليل جداً من المواضيع التي ظهرت مؤخراً ، وجدَّت طريقها في هذا الكتاب .

وحيث ان هذا الكتاب قد مُنح للجمهور كطبعة ثانية لكتاب اكثر صغراً وبمحتويات تختلف اختلافاً جديراً بالملاحظة ، لذلك سأعطي شرحاً حول نموه بالتدريج . كتبت الطبعة الاولى لكتاب الليزرات خلال ربيع عام 1962 . وأكمل

نتيجة اصراري على انتاج وباسرع مايكون ملخص مفهوم يحوي على الوصف التقني للليزرات في ذلك الوقت ، حيث لم يكن متوفر مثل هذا الكتاب . وبينما كان الكتاب تحت الطبع ، ظهرت ليزر الهليوم ـ نيون المرئية وليزرات الحقن لشبه الموّصلات . وتتابعت الاكتشافات الواحد تلو الاخر بخطى حثيثة جعلتني أن أدرك في عام 1963 بأن كتابي اصبح عتيقاً فقررت إعادة كتابته . فأشتغلت هذه المرة برؤية اكثر وبعناية أدق . وفي فترة سنتين تقريباً ، طوَّرت الموضوع بصورة منسقة ، وأنهيت في عام 1965 كتاباً جديداً تضمَّن معظم الاكتشافات الليزرية المهمة التي أجريت في عامي 1963 و 1964 . وقد نُشّر هذا تحت عنوان « مقدمة في فيزياء الليزر » . وتبيَّن في حينه على أنه مازال هناك مجال لجدولة جميع الخطوط الليزرية المُسجلة وان المحاولة تستحق العَناء المبذول في سبيلها ، وأنه لشي جدير بالاهتمام ان اقوم بتقديم تأليف مُنتقى ومسرد نقدي للاكتشافات بشكل كتاب تمهيدي . فكانت خطوتي أن باعدت الحاجز مابين الكتاب المنهجي والرسالة العلمية ، فشملت في كتاب « مقدمة في فيزياء الليزر » فصلاً عن الظواهر اللاخطية وآخر عن تطبيقات الليزر . ولكن الزيادة المطرَّدة لمواد الموضوع والتغيرُّات في التوكيد الذي حدث بالتقنية مابين عام 1964 وعام 1967 ، أوحت لي بأنه من الضروري إجراء تنقيحات قاسية بالتدريج لأبقاء كتاباتي مع مستوىٰ العصر . وظهرت خلال عام 1967 عدد من الرسائل المختصة بالليزرات ، وقد كانت اغلبها مكتوبة لاستخدام الاختصاصيين. فتبيَّن لي بأنه مازال هناك مجال لكتاب عام يمكن استخدامه لتوجيه الطلبة. وأنا احمل هذا التصور في مخيلتي ، قمت بتنقيح محتويات الكتاب ، ليس بأضافة مواد جديدة ولكن ايضاً بحذف مواضيع بانت لي وكأنها الآن أقل صلة بالموضوع مما كانت عليه في الماضي . فشملت المواضيع المحذوفة على نظرية الاتساع الخطي ، التي أنجزت نقلاً عن الميزرات ، وحسابات Basov-Krokhin التي تخص تشغيل الليزر الغازية بطريقة إنتقال الأثارة ، وكذلك العديد من التفاصيل المتعلقة بليزرات الاتربة النادرة ذات الاربعة مستويات والتي فَشِلت في تحقيق أية اهمية من الناحية العملية . وحذفت كذلك مناقشة الظواهر اللاحظية والتطبيقات الليزرية . ومن الجانب الآخر ، إتسعت مناقشة الصيَّغ الفجوَّية Cavity modes وأُضيف عرض تفصيلي لمنخفض لامب والتكبير الليزري بدلالة شكلية جديدة وأولية . والمواضيع الجديدة الاخرىٰ ، هي ليزرات شبه الموَصلات المثارة بغير طريقة حقن الحاملات ، وليزرات الموائع الناشئة بعد الانواع الكلاّبية ، وأغلب ليزرات الغاز القديرة ، الايونية منها والجزيئية . إضافة لأنواع الليزرات الكيماوية . كما إحتاج تضمين المجموعات الاخيرة الى توسع معتبر للمواد التفسيرية العامة عن علم الطيف (المطيافية) .

ولم يكن مانقح هو المادة الموضوعية فقط وانما ايضاً النص الذي كُتبت به مادة الموضوع الذي كان قد حُفظ وأُعيد تدقيقه باعتناء من ناحية الدقة والوضوح . وقد كرّست جهداً اكبر مما مضى لمشكلة التقديم ، فكلما سنحت ليّ الفرصة ، عملتُ على إبدال النصوص الجدلية المعقدة والتي تتواجد في مجموع ماكتب في هذا المجال بأخرى أكثر أولية .

وأخيراً ، يجب أن أجيب عن السؤال ، لماذا سميتُ هذا الكتاب « الليزرات »؟ فعلت ذلك لان هذا العنوان هو احسن من يوصف محتوياته ولأن كتابته كانت الاستمرار المنطقي للعمل الذي بدأته في عام 1962 مع الطبعة الاولى .

واحب ان اذكر بأني قد كتبت الطبعة الاولى من هذا الكتاب أثناء ماكنت عضواً في الهيئة التقنية لأدارة مختبرات بحوث هيوز . ولقيت في تحضيره الدعم الكامل من زملائي ومن ادارة المختبر . وعلى الرغم من كوني تركت المختبرات من زمن بعيد وكتبت الطبعة الحالية كلياً اثناء توليّ منصبي في San Fernando Valley State College، إلا أني استمررت باستلام المساعدة من زملائي الاولين في مختبرات هيوز على شكل معلومات تقنية ونصائح ونقد . كما سمحت لي ادارة المختبر باستخدام الرسوم والتصاوير التي تعود الى الشركة ، ومن ضمنها العديد من الفقرات التي تم تحضيرها منذ ظهور الطبعة الاولى . واني أعبر عن شكري العميق للمساعدة التي لقيتها من مختبرات بحوث هيوز ، وأحب أن أوضح بأن مسئولية المواد الموجودة في هذا الكتاب تقع كلياً على مسئوليتي الشخصية .

واضافة لمختبرات هيوز ، انا مدين لكل من مختبرات بيل تلفون ؛ وبالذات Edgerton و Gemeshausen و Grier ؛ ولمختبرات لنكولن في معهد Massachusetts التقني ؛ ولمختبرات بحوث فيلبس (Eindhoven) لتزويدي بصور فوتوغرافية لاجهزتهم والسماح لي باستخدامها . وأحب ان اشكر المعهد الامريكي للفيزياء إذ سمح لي باستنساخ العديد من الاشكال المنشورة في مجلاته العلمية .

وأشكر كل من زملائي صموئيل وكيرننكام وفيكتور إڤيتوف وروبرت هيل وارث وبرنارد سوفر وهارڤي وينستون على قراءة الاجزاء المختلفة من النسخة

الاصلية ومنحهم الاقتراحات البناءة . واشكر السيد O.T. Sylvest ، مساعدي الطالب ، الذي ساعَدَ في تحسين دقة وسهولة قراءة هذا العمل .

واني لفخور بزوجتي ، بريجيت لينكييل ، لقد حضَّرت الكثير من التوضيحات ، وطبعت النسخة الاصلية ، وساعدت في تحسين الاسلوب ، فحق لي ان أشكرها وأقر بجميلها لمشاركتها ودعمها غير المحدود في جميع مواقع هذا العمل ، ولطبيعتها الجيدة الجَلدة لزوجها المشغول البال كاتب الكتاب .

BELA A. LENGYEL

اجراف المحيط الهادي ، كاليفورنيا
كانون الثاني **1971**

١

المادة الخلفية للأشعة والفيزياء الذرية

Background material on radiation and atomic physics

تعتمد تقنية الليزر على افكار مختلفة وحقائق تمركزت في مجالات مختلفة من الفيزياء والهندسة . فهي تستند بمعظم ثقلها على تقنية البصريات الاعتيادية ، فتستخدم مثلا المرنانة Resonator الكهرومغناطيسية ، كما وتتضمن صفات التفريغ الكهربائي في الغازات . وبصورة عامة ، تعتمد هذه التقنية على تلك الظواهر الموجودة في الفيزياء الذرية والجزيئية والتي لا تتواجد في هيكل الفيزياء التقليدية . وتعد تقنية الليزر ممكنة فقط بسبب وجود الظواهر الفيزيائية التي تفهم بدلالة النظرية الكمية . وجديراً ان يكون الروس قد اطلقوا على الليزر "المولدات الكمية للاشعة" .

ومع ذلك فان هناك عديد من الاوجه العملية لتقنية الليزر مما يجعلها فرعاً من فروع الهندسة . فعندما نتعامل مع موضوع الليزر من الناحية العملية ، نجد انه ليس بالامكان دائماً اشتقاق كل شيء من المبادىء الاولية . فلذلك وجب علينا ان ندرك النتائج الرئيسية لهذه المبادىء . ولا يمكن ان نفهم هندسة الليزر من فهم الصفات الرئيسية لنظرية الكم ، كما ويحتاج توضيح العمليات المتبعة في تقنية الليزر الى معرفة بعض الحقائق الاساسية في البصريات والفيزياء الذرية وفيزياء الطيف . فلذا يجب علينا اشراكها عرفياً بالمصطلحات العلمية المستخدمة في هذه المجالات . بأستثناء ذلك الشخص الذي يكون ملماً بجميع القوانين اللازمة في هذا المجال وملماً بالمصطلحات العلمية المناسبة ، على الرغم من كون معظم الاشخاص الباحثين فعلا في الليزر قد تعاملوا مع الكثير منها في دراستهم للبصريات والفيزياء الحديثة والنظرية الذرية . وبما ان الغرض من هذا الكتاب هو مقدمة ، فمن الجدير ان نبدأ بمسح مختصر للقوانين والعلاقات الاساسية اللازمة

ونتعرف على المصطلحات التي ستستخدم في الفصول اللاحقة ونتذكر الحقائق الاساسية مجمعة من دون ان نحاول استعراض النظرية الفيزياوية استعراضاً نظامياً . واما تلك المواضيع كالالتحام Coherence مثلا والانبعاث المستحث والتي تلعب دوراً اساسياً فسنأتي الى توضيحها بصورة موسعة .

ولربما لا يرغب القارىء المتضلع في الفيزياء الحديثة من ان يمعن النظر في المحتويات الموجودة في فصل المقدمة . ولكن بامكانه ان يستخدمه مرجعاً للمصطلحات والتعاريف للحدود والصيغ المستعملة في الفصول اللاحقة .

1.1 الضوء والقوانين العامة للاشعاع
Light and the general laws of radiation

إن الموضوع الرئيس لهذا الكتاب هو توليد وتكبير الضوء عن طريق الانبعاث المستحدث للأشعة . ومن المناسب ان نبدأ بتجميع المواد اللازمة من النظرية الكهرومغنطيسية التقليدية والبصريات الاعتيادية لتكون لنا مرجعاً في تفسير هذا الموضوع . وأرجو ان لاأضجر القارئ المتمرس اذا مابدأت ببعض التعاريف والنصوص الاولية .

إن اهتمامنا الآن سيتركز على الاشعة الكهرومغناطيسية ضمن او بالقرب من منطقة الاشعة المرئية . فالطول الموجي في منطقة اهتمامنا يتغير من $0.3\mu m$ والى $30\mu m$ ، والتردد من 10^{13} والى 10^{15} هرتز . مع التأكيد على حقيقة تعاملنا مع الاشعة الكهرومغناطيسية وليس مع أشعة مرئية فقط . وهنا سنتفادى العلاقات العامة المستعملة في البصريات الاعتيادية ، التي تعتمد في تفسيرها للضوء بتأثيره على العين البشرية . وبناء على ذلك ، سوف لانتكلم عن الاضاءة ولكن سنتكلم عن الكميات المشعة التي بالامكان قياسها باستخدام كشاف له القابلية على تسجيل انتقال الطاقة بوساطة الاشعة الكهرومغناطيسية وسنعيد باختصار العلاقات المستعملة الاساسية المقرونة بانتقال الطاقة من هذا النوع .

إن مايشبه فيض الاضاءة في البصريات الاعتيادية هو الفيض الاشعاعي radiative flux . ويُعرَّف بمعدل الطاقة الاشعاعية المارة خلال سطح ما ؛ ويقاس بوحدات القدرة ، اي ، بالواط (جول لكل ثانية) او ارك لكل ثانية . واما شدة الاشعة الساقطة على السطح فتدعى بكثافة الفيض الاشعاعي ، بينما يدعى الفيض

الاشعاعي المبتعث لكل وحدة مساحة من سطح المصدر ، بالانبعاث الاشعاعي radiant emittance . والكميتان الآخريان لهما الوحدات أنفسها . ووحدتهم في نظام MKS هي الواط لكل متر مربع . ولكيما نعين انتشار الاشعة الاتجاهي directional distribution لسطح مشع ، نحتاج الى فكرة واضحة عن الاشعاعية radiance في إتجاه معلوم . وهذا هو الفيض الاشعاعي باتجاه معلوم لكل وحدة زاوية صلبة لكل وحدة مساحة مَسقطية من المُشع . ويرمز عادة لهذه الكمية بالرمز N ، وبالامكان توضيح معناه كما يلي : سطح مُشع معلوم مساحته A يميل بزاوية θ عن الخط العمودي على السطح ، فيكون الفيض الاشعاعي في مخروط صغير ذات زاوية صلبة مقدارها $d\Omega$ steradiants حول الاتجاه المعني هو $NA\cos\theta\, d\Omega$. وعندما تكون N غير معتمدة على الاتجاه ، نقول بأن السطح يَشع او يُشتت إستناداً لقانون لامبرت . وفي هذه الحالة يكون الفيض الاشعاعي الكلي من السطح هو πNA . ويرتبط بالكمية N كمية اخرىٰ تدعىٰ كثافة الطاقة الاشعاعية u ، وتُعرَّف بكمية الطاقة الاشعاعية المخزونة في وحدة الحجم .

والآن لنستفد من وجود المرشحات filters والموحدات monochromators ، التي تساعدنا على تصنيف الاشعة بدلالة ترددها او طولها الموجي . لأنه يمكن اعتبار جميع الكميات المتعلقة بالاشعة دوال للتردد«ν» او للطول الموجي λ ؛ ويمكن تــذيــل رموز هــذه الكميــات بحروف دليليــة سفليــة . فــالرمز u_ν يعرف كما يلي :كثافة الطاقة الاشعاعية للفترة الترددية المحصورة مابين«ν» و$\nu + d\nu$ هي $u_\nu\, d\nu$. كما ان الرمز u_λ يعود الى كثافة الطاقة في الفترة من الطول الموجي λ الى $\lambda + d\lambda$ وبناءاً على هذا ، فأن الكميتين u_ν و u_λ هما كميتان مترابطتان ولكنهم دوال لكميات مختلفة . واما الفترتان ν الى $\nu + d\nu$ و λ الى $\lambda - d\lambda$ فهما فترتان متكافئتان توضحان المنطقة الطيفية نفسها عندما يكون $d\nu/\nu = d\lambda/\lambda$. وبسهولة يمكن أن نبيِّن بأن $u_\nu d\nu = u_\lambda\, d\lambda$. وهنا تعطىٰ كل من ν و λ بوحدات اختيارية ، ولكن حاصل ضربها هو عبارة عن سرعة الضوء .

ومن الملائم عادة أن نَصف الاشعة بدلالة الطول الموجي عندما نتعامل معها في التجارب والتطبيقات العملية ، ولكن في الحسابات النظرية ، وخاصة تلك التي تشتمل على الطاقة ، يكون التردد اكثر ملائماً كمتغير للدالة . وعندما تكون الاشعة الكهرومغناطيسية الموجودة في تجويف رنان في حالة توازن حراري عند درجة الحرارة المطلقة T ، فأن دالة التوزيع للكثافة الاشعاعية المعتمدة على التردد تعطىٰ بقانون بلانك :

$$u_\nu \, d\nu = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{d\nu}{e^{(h\nu/kT)} - 1} \tag{1.1}$$

وهنا h هو ثابت بلانك ، k هو ثابت بولتسمان ، و c هي سرعة الضوء . واما القيم العددية لهذه الكميات فمعطاة في الملحق A ، في نهاية الكتاب .

من المعروف ان الاشعة تهرب من خلال ثقب مقطوع في جدران تجويف ما بمعدل يساوي $W = uc/4$ لكل وحدة مساحة من الثقب . وهذه هي كثافة الفيض الاشعاعي في مخرج التجويف ؛ وهو يمثل الانبعاث الاشعاعي للجسم الاسود . وهناك العديد من الاجسام تشع مثل هذا الجسم الاسود المثالي . وبالحقيقة ، يمكن حساب التوزيع الطيفي Spectral distribution للأشعة المنبعثة من مصابيح متوهجة ومن أقواس تفريغ كهربائية شديدة بتقريب مناسب وذلك بتطبيق علاقة بلانك .

واما في التطبيقات العملية ، فيفضَّل توضيح توزيع الطاقة الاشعاعية بدلالة لطول الموجي ، وتعطى العلاقة بالشكل التالي :

$$W(\lambda, T) \, d\lambda = \frac{C_1 \lambda^{-5} \, d\lambda}{\exp^{(C_2/\lambda T)} - 1}, \tag{1.2}$$

حيثما $C_1 = 2\pi hc^2$ و $C_2 = hc/k$ ، واما الكمية $W(\lambda, T)$ فتمثل الفيض الاشعاعي للطيف spectral radiant emittance .

نستدل من مامضى ، على ان الطاقة الاشعاعية المنبعثة من جسم متوهج لاتتمركز في منطقة ترددية معينة بل انه عند كل درجة حرارة ، يتواجد طول موجي يكون عنده الفيض الاشعاعي للطيف اعلى مايكون ، وليكن هذا الطول الموجي هو ، λ_M ، ويمكن حسابه من قانون الازاحة للعالم وين Wien's displacement law :

$$\lambda_M T = a, \tag{1.3}$$

حيث a هي كمية ثابتة . وتتناسب القيمة العظمى للفيض الاشعاعي الطيفي عند درجة حرارة معينة تناسباً طردياً مع القوة الخامسة لدرجة الحرارة المطلقة . ونرمز للقيمة العظمى بالرمز $W_M(T)$. آنئذ

$$W_M(T) = W(\lambda_M, T) = bT^5. \qquad (1.4)$$

واما الفيض الانبعاثي الكلي عند الدرجة الحرارية المطلقة T ، فيعطى بقانون ستيفن - بولتسمان كما يلي

$$W_T = \int_0^\infty W(\lambda, T)\, d\lambda = \sigma T^4. \qquad (1.5)$$

ومن الملائم عادة في البصريات أن نَحيد عن التمسك باستعمال نظام المتر كغم ثانية MKS . فعندما تقاس المساحة السطحية بوحدة السنتمتر المربع ويقاس الطول الموجي بالانكشتروم (10^{-10}m) ، فأن الثوابت المستعملة ستمتلك القيم التالية :

$C_1 = 3.741 \times 10^{20}$ W-cm^{-2}(Å)^4,
$C_2 = 1.439 \times 10^8$Å °K,
$a = 2.898 \times 10^7$Å °K
b $= 1.286 \times 10^{-19}$ W-cm^{-2}(°K)$^{-5}$
$\sigma = 5.679 \times 10^{-12}$ W-cm^{-2}(°K)$^{-4}$

وبالامكان تبسيط الحسابات العددية للاشعة المنبعثة من الجسم الاسود في منطقة معينة من الطيف بتعريف المتغير $x = \lambda T$ ، والسبب في هذا هو كون الدوال $W(\lambda,T)/W_M(T)$ و $\int_0^\lambda W(\lambda',T)d\lambda'/W_T$ هما دوال للمتغير x فقط . ويمكن الرجوع الى الدوال وهي مرتبة بمقاديرها النموذجية في المرجع [1] . ويُجرى عادة حساب قيمة الدالة $W(\lambda,T)$ او تكاملها لفترة معلومة من الطول الموجي λ ، بايجاد اولاً القيمة العظمى للانبعاث الاشعاعي للطيف $W_M(T)$ ، او الانبعاث الاشعاعي الكلي W_T ، ومن ثم تُضرب بالقيم المناسبة للدوال الموجودة في الجداول .

فمثلاً الجسم الاسود عند درجة الحرارة 5200 °K ، يمتلك قيمته الاشعاعية العظمى عند الطول الموجي 5575 Å ، مع العلم ان هذا الطول الموجي يقع في مركز الطيف المرئي تقريباً . وعلاوة على ذلك ، فان حوالي 40% من أشعة هذا الجسم تقع في منطقة الاشعة المرئية من الطيف ، وحوالي 6% في المنطقة الفوق البنفسجية واما النسبة الباقية فتقع في منطقة الاشعة تحت الحمراء .

واما المصادر الضوئية الغازية ، فتبعث عند اشتغالها تحت ضغوط منخفضة بأشعة تحوي مجاميع من الاطياف الخطية العريضة منها والحادة ، واضافة لذلك ، ربما تحوي طيفاً مستمراً ذات شدة اقل من شدة الاطياف الاخرى . وتعتمد

ترددات هذه الخطوط الطيفية المبتعثة على مكونات الغاز المستخدم . واما شدة اضاءة الخطوط وكذلك إتساعها فيعتمدان على عدة عوامل ، كالضغط ودرجة حرارة الغاز والطريقة المستخدمة لتهييج الغاز . فأذا كان الضغط منخفضاً ، تكون الخطوط الطيفية حادة ، ولكن اضاءة الغاز باعتباره مصباحاً تكون واطئة . وكلما ازداد الضغط ، تزداد الاضاءة ويزداد عرض الخطوط الطيفية ، ويبلغ العشرات من الانكشتروم ، وأخيراً تتراكب الخطوط مع بعضها البعض وتفقد صفة الطيف المتقطع .

واما المصادر ذات الاضاءة الاعلى - اعني ذات فيض اشعاعي اعلى في المنطقة المرئية - فهي الاقواس ذات الضغط العالي والانابيب المتفلورة . ولكيما نحصل على إضاءة عالية ، تُشغل الانابيب المتفلورة بقدرة عالية جداً ، ويمكن الحفاظ على مستواها العالي لفترات قصيرة من الوقت . وهذا بالطبع يحتاج الى تشغيل متقطع بدورة عمل منخفضة . ويتم تزويد هذه الانابيب المتفلورة بالطاقة اللازمة عن طريق تفريغ موسعات كبيرة تتراوح سعاتها مابين 100 وعدة الاف من المايكروفراد ومشحونة لفلطية يتروواح مقدارها من 1000 الى 2000 فولت . وتعطي انابيب الزنون xenon المتهيجة بهذه الطرق وميضاً بحدود 1 msec وبتوزيع طيفي يشابه تقريباً المبتعث من جسم اسود في درجات حرارة ما بين 6500 و 10,000 °K .

ويُشَعَ الضوء المبتعث من المصادر المذكورة آنفاً في جميع الاتجاهات ، وتملىء الاشعة المبتعثة من سطح صقيل لجسم صلب متوهج ، زاوية صلبة مقدارها 2π sr (طبعاً لاتكون الشدة متجانسة بل تخضع لقانون لامبرت :) . ولأنتاج حزمة متوازية من الاشعة المبتعثة من المصادر المذكورة اعلاه ، يكون من الضروري وضع المُشِع في المستوىٰ البؤري للجهاز البصري . ولكن بما ان المصدر ذات حجم محدود ، فالحزمة الناتجة سوف لاتكون متوازية ، ولكن سيكون هناك تشتت زاوي مساوياً للحجم الزاوي للمصدر منظوراً من أحد المستويات الرئيسية للجهاز البصري . ولكيما نحصل على حزمة حادة ، نستعمل فقط جزءاً صغيراً من المصدر الممتد . وبالاضافة لكل ماذكر ، فإنه لايمكن استخدام كل الطاقة المبتعثة من هذا المصدر شبه النقطي وذلك بسبب فتحة الجهاز البصري التي تعمل كمانع فعّال يمحي جزءاً كبيراً من الاشعة . ومن هذا يتبين بأنه لايمكن تحويل إلا جزءاً صغيراً من الطاقة المبتعثة من المصدر الضوئي الاعتيادي الى حزمة متوازية تقريباً . وكلما كانت حاجتنا الى توازي الاشعة أكثر ، كان المتوفر من الطاقة اصغر .

ويمكن استخدام مجاميع من المرآيا والعدسات لتوجيه الاشعة المبتعثة من المصدر والساقطة على جسم ما . وبهذا الاسلوب يكون من الممكن تركيز الضوء على حاجز ولربما يكون بمقدورنا ان نبتكر جهاز بصري بامكانه خلق صورة على سطح ما ، تكون إضاءتها اكثر بكثير من إضاءة المصدر الممتد نفسه . ومن مفهومنا الحالي ، هذا يعني بأن كثافة الدفق الضوئي عند الصورة هي اعلى من الكثافة الموجودة عند المصدر . ولكن هناك نظرية معروفة في البصريات التقليدية لاتسمح بحدوث مثل هذه الظاهرة . وبعبارة أدق ، لايمكن إحداثه بمشعات تخضع لقانون لامبرت اذا كانت الاوساط التي يتواجد فيها كل من المصدر والصورة تمتلك نفس معامل الانكسار [2, P.188] .

وضمنياً يعتبر سريان مفعول قانون لامبرت ونتائجه ، صفة اساسية مشتركة في جميع المصادر الضوئية غير المصادر الليزرية . فلو إنتقينا ضوء من جزئين مختلفين لمصدر ضوئي اعتيادي واستخدمناهما في إنارة منطقة معينة من شاشة ، فسوف لايكون بالامكان رؤية ظاهرة التداخل بينهما ، لأن الاجزاء المختلفة من المصدر الضوئي نفسه تُشع بطريقة غير مترابطة إتجاهياً (incoherently) ، واعني ، من دون علاقة طور ثابتة . وسنأتي الى شرح هذا الموضوع بعد قليل وبصورة تفصيلية .
وأما الآن فيمكننا تلخيص الحدود الرئيسية للمصادر الضوئية التقليدية وكما يلي :

تتوزع الطاقة المبتعثة من مصدر شديد على مدىً منطقة عريضة نسبياً من الطيف .

يصعب عادة تسديد الطاقة المنشعة باتجاه معين ، والحزمة المسددة لايمكن تحسينها الاعلى حساب شدة الضوء المتوفرة .

لايمكن إسقاط الاشعة الصادرة من مصدر ممتد لتكوين صورة يرافقها زيادة في الاضاءة .

وسنرى فيما بعد كيف بالامكان التغلب على هذه الحدود في حالة استخدام مصادر ذات أشعة مترابطة اتجاهياً (مصادر متلاحمة coherent sources) .

1.2 تلاحم الضوء coherence of light

تشرح النظرية التقليدية للضوء ، الظواهر البصرية بدلالة التذبذبات الكهرومغنطيسية . وإن احدىٰ الوسائل الاساسية لهذه النظرية هو التحليل التوافقي . حيث يمكن تمثيل التغيير في المجال الكهرومغنطيسي عند نقطة ما بمحصلة تراكب تذبذبات توافقية من النوع

$$E = E_i \cos(2\pi\nu_i t - \varphi_i). \qquad (2.1)$$

حيث تمتلك كل من هذه التذبذبات ، سعة معينة E_i ، وتردد ν_i ، وثابت طور φ_i. ويكون تغيير الطور لهذه التذبذبات في الفراغ بين نقطة واخرى تغييراً خطياً . ومن المستحسن الآن ان يكون تفكيرنا بدلالة الاشعة احادية الطول الموجي ، والتي هي عبارة عن تذبذب كهرومغناطيسي ذات تردد واحد .

ونحن نتعامل دائماً في التجارب الفيزياوية مع مبدأ تراكب التذبذبات التوافقية ذات الترددات المختلفة ، ولكن بالامكان ترشيح الاشعة بطريقة ما ، لتسلك وكأنها أشعة مثالية ذات طول موجي واحد . وحينما تكون هذه هي الحالة ، نُطلق على هذه الاشعة المصطلح شبه احادية الطول الموجي ، او باختصار احادية الطول الموجي . وبالحقيقة اذا كانت الأشعة من النوع شبه احادية الطول الموجي او لم تكن فهذا يعتمد على طبيعة التجربة التي تستخدم لأجلها تلك الاشعة .

ومن الضروري ان تبقى الموجة احادية الطول الموجي المثالية لفترة زمنية طويلة من دون تغيير ؛ فالدالة التذبذبية الموصوف شكلها بالعلاقة (2.1) للفترة الزمنية المحدودة $0<t<T$، والتي تساوي صفراً خارج حدود هذه الفترة ، يمكن تمثيلها كمحصلة تراكب تذبذبات توافقية تردداتها محصورة في منطقة ضيقة ذات إتساع مقداره 1/T تقريباً حول التردد المركزي ν_i .

وتُميَّز عملياً الاشعة احادية الطول الموجي بالتردد المركزي ν_0 وباتساع النطاق الترددي Δ ، الذي يعرف بالفترة الترددية المحصورة مابين $\nu_0 - \Delta/2$ و $\nu_0 + \Delta/2$ والذي يشتمل على جزءٍ كبير من الطاقة الاشعاعية . ولكيما نحدد نظرياً ، الطاقة المحتواة في فترة ترددية معينة ، علينا ان نجري تحليل فورييه Fourier analysis للتذبذبات ؛ بينما في الدراسات العملية ، يكون من الضروري استخدام جهاز له القدرة الكافية على التحليل ، لكيما يقوم بتحليل التركيب الطيفي للاشعة .

وفي البصريات التجريبية ، يمكن تحليل الاشعة الى مركباتها الشبه احادية الطول الموجي ؛ لأنه يمكن قياس معدل الشدة للأشعة على فترة زمنية طويلة فيما لو قورنت بمقلوب التردد ν^{-1} وبمقلوب اتساع النطاق الترددي Δ^{-1} وعلى مساحة يكون قطرها كبيراً مقارنة بالطول الموجي . بينما لايمكن قياس القيم الآنية ولاحتى القيم

المحددة موضعياً ؛ بل أن الكميات المعنية يجب تحديد قيمها بدلالة معدلات القيم المقاسة .

واما البصريات النظرية من الناحية الاخرى ، فتتعامل مع السعات واطوار الموجات . حيث ترتبط هذه الكميات مع بعضها البعض حسب قوانين النظرية الكهرومغناطيسية ، ماعدا المعدل الطويل الأجل long-term average لمربع محصلة السعة ، فهو الذي يكون فقط خاضعاً للفحص العملي . وبالرغم من أنه لايمكن مشاهدة طور الموجة احادية الطول الموجي في نقطة ما ، إنما يمكن استعراض التغيير في قيمته عملياً بين نقطة واخرى . كما ان الدليل على وجود الطور يأتي من التجارب التقليدية للتداخل ، والتي توضح وبصورة عملية على ان الضوء المبتعث من مصدر نقطي ومُنشطراً الى حزمتين تنتقلان الى الهدف نفسه عبر مسارين مختلفين ، تُجمع سعاتها بالطرق المعروفة لجمع المتجهات . ويكون اتجاه محصلة المتجهات التي جُمعت ، معتمداً على طول المسارات التي قطعتها الحزمتان .

فلو ميَّزنا السعات واطوار الموجات القادمة عَبَر المسارات 1 و 2 بحروف ذيلية مناسبة . فستكون الشدة الملحوضة في نقطة معينة تساوي او تتناسب مع

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}\cos\Phi, \tag{2.2}$$

حيث ان $I_1 = \frac{1}{2}E_1{}^2$ و $I_2 = \frac{1}{2}E_2{}^2$ يمثلان (المعدل الزمني) شدة الاشعة في النقطتين و $\Phi = \varphi_2 - \varphi_1$ هو الفرق بالطور . كما ترتبط الكمية الاخيرة بفرق المسار $S_2 - S_1$ كما يلي

$$\Phi = \frac{2\pi\nu(s_2 - s_1)}{c}. \tag{2.3}$$

وتكون شدة الأشعة في المناطق من الفراغ التي يكون فيها الفرق بالطور صفراً او اعداد زوجية من π ، أعلى مايكون ، واعني $\frac{1}{2}(E_1 - E_2)^2$. ، بينما تكون شدة الاشعة واطئة في تلك النقاط التي يكون فيها فرق الطور اعداد فردية من π ، وتساوي $\frac{1}{2}(E_1 + E_2)^2$.

وقد تم ترتيب تجربة تداخل نموذجية بشكل يسمح بتغيير الفرق بالمسار $S_2 - S_1$ على مدى شاشة عرضْ او على مدى المجال المنظور لتلسكوب ، وضبطت السعات E_1 و E_2 لتكونا متساويتين تقريباً . وهكذا ، وعندما استخدم مصدر نقطي احادي

الطول الموجي لتشغيل التجربة ، شوهد سلسلة متناوبة من الانطقة المضيئة والمظلمة . وهذه هي بالطبع اهداب التداخل . ويُعد النطاق المضيء والذي يعود الى فرق المسار صفر ، مهماً بشكل خاص ؛ لأنه نطاق مشترك بين جميع الترددات . واما الانطقة الاخرى مواضعها دالة للتردد ؛ ولذلك تتراكب الاهداب المضيئة لأحد الترددات مع الاهداب المظلمة لتردد آخر . وهذا التراكب يعتمد على الفرق بالتردد وعلى نسق الهدب مقدَّراً من الهدب المركزي المضيء والذي يعود الى فرق المسار صفر .

ويحدث التداخل البناء كما هو واضح من العلاقات (2.2) و (2.3) ، حينما يكون المقدار $\nu\ (S_2-S_1)/c$ مساوياً لعدد صحيح ، بينما يحدث التداخل الاتلافي حينما يساوي المقدار نفسه نصف عدد صحيح . وبناء عليه ، سينطبق الهدب المضيء الذي نَسقه n والعائد للطول الموجي λ مع الهدب المظلم الذي نسقه n والعائد للطول الموجي$\lambda - \Delta\lambda$ عندما يتحقق الشرط

$$s_2 - s_1 = n\lambda = (n + \tfrac{1}{2})(\lambda - \Delta\lambda).$$

ومن هنا ، وعندما تتحقق العلاقة

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \left|\frac{\Delta\nu}{\nu}\right| = \frac{1}{2n+1}, \qquad (2.4)$$

سيحدث بأن نمط التداخل حول الهدب من النسق n سيتلف بصورة خطيرة فيما اذا تواجد اشعة تحوي الترددين ν و $\nu + \Delta\nu$ وبكميات متساوية تقريباً .* وبما انه يتم عادة تشغيل تجارب التداخل الحقيقية بمصدر شبه احادي الطول الموجي quasimonochromatic وليس بمصدر مثالي احادي الطور الموجي ، فسوف يكون عدد الاهداب التي يمكن مشاهدتها بصورة واضحة محدوداً بميزة الانتشارية الطيفية للمصدر المستخدم . وفي بعض الاحيان يمكن التعبير عن هذه الحقيقة بصيغة مختلفة : فمن المعروف من تجربة التداخل في مقياس مايكلسن الذي يستخدم الخط الطيفي الاعتيادي كمصدر ضوئي له ، بأنه لايمكن مشاهدة اهداب التداخل الاَّ اذا كان الفرق بالمسار بين حزمتي الاشعة اقل من سنتمترات قليلة . وهذا يعني بأنه لايمكن مشاهدة ظاهرة التداخل فيما لو ازداد فرق المسار الى 30 سنتميتراً مثلاً . والسبب الظاهري لما يحدث يكمن في طور الاشعة الذي لايبقى

* ويتأثر وضوح الاهداب ايضاً بالامتداد المحدود للمصدر المضيء .

محفوظاً من قبل المصدر للفترة الزمنية اللازمة لكيما يقطع الشعاع الضوئي هذه المسافة . واما بالنسبة للمجال الموجي احادي الطول الموجي المثالي ، فأن سعة الاهتزازات تبقى ثابتة مع الزمن وعند اية نقطة كانت ، بينما يتغيرّ الطور تغييراً خطياً مع الزمن . وطبعاً هذه هي ليست الحالة في المجال الموجي الناتج عن مصدر حقيقي ؛ حيث يعاني كل من السعة والطور تقلبات غير منتظمة ، وترتبط سرعة هذه التقلبات مع الاتساع الطيفي $\Delta\nu$. كما تدعى الفترة الزمنية $\Delta t = 1/\Delta\nu$ بزمن التلاحم coherence time . وتسلك الاشعة خلال الفترات الزمنية التي هي أقصر بكثير من الزمن Δt_0 ، كموجة احادية الطول الموجي بصورة فعلية . ولكن هذا ليس صحيحاً للفترات الزمنية الاطول .

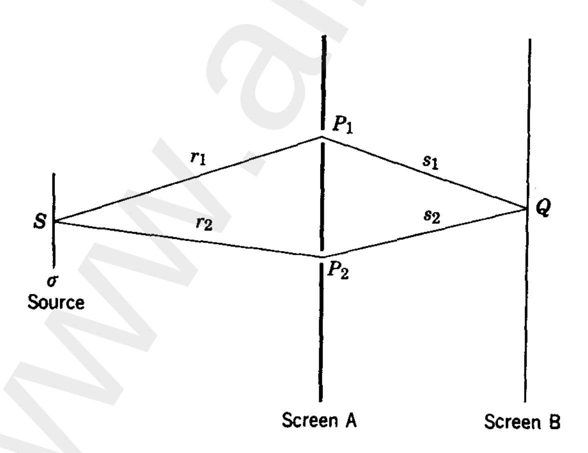
لقد كنا نتحدث فيما مضى عن صفات الضوء المبتعث من مصدر نقطي ، وطبعاً يمكن تقريباً تحقيق مثل هكذا مصدر مثالي من مصدر حقيقي موضوع على بُعدٍ شاسع من المشاهد بحيث يجوز اهمال ابعاده الفيزياوية مقارنة ببعدِ موضعه عن المشاهد . واما الآن فسندير حديثنا الى المصادر الضوئية ذات المدى المحدود .

إن الميزة المشتركة لجميع المصادر الضوئية التقليدية هي إفتقارها الى صفة التلاحم فيما بين الاشعة الضوئية المبتعثة من نقاط مختلفة من المُشع . ونقصد بمصطلح التلاحم او التلاحم الفضائي ، العلاقة المتبادلة correlation بين اطوار الاشعة احادية الطول الموجي المبتعثة من نقطتين مختلفتين . ولكيما يكون الاسلوب ادق ، سنحاول ان لانجعل كلامنا متمركزاً فيما اذا كان الضوء متلاحماً او غير متلاحم ، بل حول الدرجات المختلفة من علاقات الارتباط . فمن وجهة النظر العملية ، يمكن اعتبار الاشعة المبتعثة من مصدرين متميزين على انها اشعة غير متلاحمة فيما اذا شاهدنا بأن شدات الاشعة يمكن جمعها حسب القوانين التقليدية . ولنقبلها كحقيقة عملية ثابتة ، وهي انه ليس بالامكان حمل الاشعة الضوئية المبتعثة من نقطتين في المصدر نفسه على ان يتداخلا فيما لو كان البعد بين هاتين النقطتين اكبر بكثير من الطول الموجي للضوء المبتعث حتى ولو استخدمنا اقصى طرق الترشيح لفصل ولو مركبة احادية الطول الموجي واحدة . وتعزى هذه الحقيقة الى إفتقار صفة الترابط المتبادل فيما بين اطوار المُشعات المتباعدة .

والسؤال الذي يطرح نفسه الآن والذي له علاقة بسؤالنا السابق الذي تضمَّن علاقة الطور المتبادلة للمصدر الضوئي ، هو السؤال عن العلاقة المتبادلة للطور في مجال موجي بعيد عن المصدر وعلاقتها بخواص المصدر وبالتكوين الهندسي للجهاز .

ولنختبر الآن وعن قرب المتجهات الكهرومغناطيسية عند النقطتين P_1 و P_2 الموجودتين في مجال موجي ناتج عن مصدر ممتد احادي الطول الموجي ، ولنفرض انه قد حذف العديد من الاطوال الموجية من كل من P_1 و P_2 (انظر الشكل 1.1) . فلو ان النقطتان P_1 و P_2 كانتا قريبتان جداً من بعضها البعض بحيث يكون الفرق SP_1-SP_2 بين المسارات من كل مصدر نقطي S صغيراً فيما لو قورن بالطول الموجي λ ، آنئذ يمكن ان نتوقع بأن التقلبات عند كل من النقطتين P_1 و P_2 هي نفسها بالفعل . وعلاوة على ذلك ، يمكن ان نتوقع بأن هناك بعض العلاقة المتبادلة حتى للمسافات الفاصلة الاكبر فيما بين النقطتين P_1 و P_2 ، شرط ان لايزيد الفرق بالمسار عن الطول التلاحمي $c\Delta t=c/\Delta\nu$. وباستخدام العلاقة المتبادلة للاضطرابات الكهرومغناطيسية ، يكون بامكاننا الفصل في تعيين منطقة التلاحم حول اية نقطة في مجال موجي مولد اصلا بوساطة مصدر احادي الطول الموجي .

ويمكن عملياً فحص العلاقة المتبادلة correlation عن طريق مشاهدة الاضاءة الساقطة على شاشة مثل B كدالة للموضع . وتجرى عملية المشاهدة عن طريق قياس الاضاءة في منطقة تبعد بأبعاد متساوية تقريباً عن كل من P_1 و P_2 . ويكون تحديد الاضاءة عن طريق فتحات صغيرة حول كل من P_1 و P_2 . وبهذه الطريقة يمكن قياس الشدات I_1 و I_2 عند النقطة Q عندما تكون كل من الفتحة الاولى والفتحة الثانية مفتوحين على التوالي . اضافة لذلك ، يمكننا قياس التأثيرات التداخلية الناتجة عن تراكب الاشعة المارة من خلال هذه الفتحات . ويعني المجال الاشعاعي غير المتلاحم تماماً عند كل من النقطتين P_1 و P_2 ، بأن الشدة $I(Q)$ هي



شكل 1.1 تجربة تداخل بضوء من مصدر ممتد

$$I(Q) = I_1 + I_2 \quad \text{و} \tag{2.5}$$

بينما في حالة التلاحم التام ، يمكننا الحصول على اية قيمة من القيم الواقعة مابين $I_1 - I_2$ و $I_1 + I_2$ ، وهذا بالطبع يعتمد على فرق المسار $S_1 - S_2$. وفي الحالة العامة ، نحصل على معادلة من الشكل

$$I(Q) = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}\, \mathrm{Re}\gamma \tag{2.6}$$

وهنا γ هو عدد معقد لعامل ثابت مقداره $|\gamma| \leq 1$ ، يتغير طوره تغييراً خطياً مع الفرق بالمسار وبالشكل التالي : $\mathrm{Arg} = \gamma = \varphi_0 + 2\pi(s_1 - s_2)/\lambda$. ويعود الشرط $\gamma = 0$ الى ظرف اللاتلاحم التام ، واما الحالة $|\gamma| = 1$ فتعود الى ظروف التلاحم التام ، بينما تميِّز القيم الوسطية للعامل $|\gamma|$ ، مجال متلاحم جزئياً . وكلما تحركت نقطة المشاهدة Q باتجاه مواز للخط $P_1\ P_2$ ، فان شدة الاضاءة تتغير مابين القيمة العظمى $I_M = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}\,|\gamma|$ والقيمة الدنيا $I_m = I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 I_2}\,|\gamma|$
وتعرف قابلية الرؤية Visibility لاهداب التداخل الظاهرة على الشاشة B كالاتي

$$v = \frac{I_M - I_m}{I_M + I_m} \tag{2.7}$$

وعندما تتساوى شدّتا الاضاءة I_1 و I_2 ، فان قابلية الرؤية تنخفض الى القيمة $|\gamma|$.

ويكون تعميم مبدأ العلاقة المتبادلة لمجال متعدد الطول الموجي ، موازٍ تماماً للاسلوب نفسه ، الاّ انه يتطلب دقة رياضية اكبر . فهنا مثلاً يجب ان تُمثَّل الاشعة بدلالة تكاملات فورييه ويجب ان تعرَّف العلاقة المتبادلة المتقاطعة كما هي مُعرَّفة في نظرية العمليات العشوائية الساكنة . وقد أُجري هذا التحليل في المراجع [2,3] . والنتيجة تتلخص بتعيين نقطتين وفترة زمنية τ ، ويمكن بعدها حساب درجة التلاحم $\gamma_{12}(\tau)$ والتي تتغيَّر قيمتها المطلقة مابين 0 و 1 . وباستخدام المبدأ اعلاه ، يمكننا مناقشة التغيير الحاصل في درجة التلاحم لمجال موجي ناتج عن مصدر ممتد . كما ويمكن ربط درجة التلاحم للاشعة عند النقطتين P_1 و P_2 بنمط الحيود diffraction pattern للمصدر باعتباره فتحة ذات سعة وتوزيع طوري معلوم . وهذا هو موضوع نظرية van cittert-Zernike التي تسمح بحساب التغيير في $\gamma(0)$ على سطح مستو مضاء بمصدر ممتد غير متلاحم .

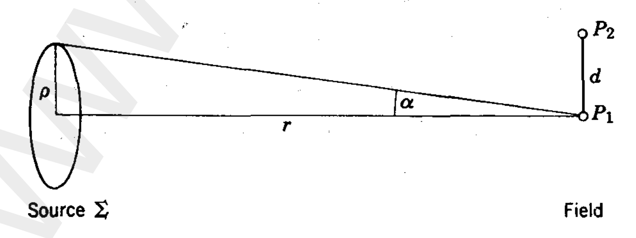
واما الحالة المثالية $\gamma(0) = 1$ فتمثل موجة مستوية تامة التلاحم بجبهة طور متحدة مع مستو الرّصد . وهذا بالطبع لايمكن إحرازه الاّ مع مصدر غير متلاحم محدود الابعاد . وبتثبيت النقطة P_1 وتحريك النقطة P_2 بعيداً عن P_1 ، تقل درجة التلاحم $|\gamma(0)|$. وقد وضع بصورة اختيارية حد التفاوت المسموح $|\gamma| \geq 0.88$ لتعيين المنطقة التي تكون فيها الاشعة متلاحمة قدر المستطاع . ويمكن بمساعدة نظرية van cittert-Zernike أن نبيِّن بأن الاشعة المتولدة من مصدر دائري ومتجانس وشبه احادي الطول الموجي وغير متلاحم ، تكون متلاحمة تقريباً على مدى المسافة $d = 0.16\lambda/\alpha$، حيث تمثل $\alpha = \rho/r$، نصف القطر الزاوي للمصدر كما يُنظر من نقطة الرّصد ، عندما يكون ρ هو نصف قطر الدائرة و r هو بعد المصدر عن المشاهد (انظر الشكل 1.2) . وبناءاً على هذا ، يصبح بالامكان الحصول على حزمة متلاحمة تقريباً بمقطع عرضي محدود من مصدر غير متلاحم ، ولكن في هذه العملية سيكون بالامكان استخدام جزءٍ صغيرٍ فقط من الطاقة المنشعة لتكوين الحزمة المتلاحمة ذات المقطع العرضي المحدود . ولكيما مثلاً نحصل على حزمة متلاحمة قطرها 1cm عند الطول الموجي 5000 Å ، علينا إبعاد المصدر الضوئي الى مسافة بعيدة جداً بحيث يكون نصف قطره الزاوي α مساوياً للمقدار 8×10^{-6} rad . ولو امتلك مصدراً ما ، كثافة دفق ومساحة سطحية A وكان يُشع حسب قانون لامبرت ، فستكون كثافة الدفق في نقطة تبعد R عن المُشع وواقعة بالقرب من العمود على سطحه هي

$$w_p = \frac{AN}{R^2} = \frac{Aw_s}{\pi R^2}.$$

وبناء على ذلك ، وبالنسبة لُمشع دائري ذات نصف قطر ρ، تكون

$$w_p = \frac{\rho^2 w_s}{R^2}.$$

ولكيما نحصل على تلاحم على مدى مسافة d من السنتمترات ، يجب ان تكون $\alpha = \rho/R = 0.16\lambda/d$. وهكذا ، وعندما تكون d = 1cm و 5×10^{-5} cm $= \lambda$ ، نحصل على القيمة $w_p = 0.64 \times 10^{-10} w_s$. وفي هذه الحالة ، ستكون



شكل 1.2 إنتاج مجال متلاحم جزئياً

كثافة الدفق في القسم المتلاحم من الحزمة اقل بمقدار 10^{-10} من المرات مقارنة بكثافة الدفق المبتعث من المصدر .

ويمكن تركيز الحزمة المتلاحمة الى منطقة تكون ابعادها من نسق الطول الموجي . وما أن يتم الحصول على حزمة متلاحمة ، سيكون بالامكان تركيز هذه الطاقة الاشعاعية ، وتكون درجة النجاح في تركيزها معتمدة على درجة تلاحم الحزمة نفسها .

ويمكننا الآن وبسهولة تقدير بعض الفوائد المرجّوة من امتلاك مصدر متلاحم او متلاحم تقريباً تكون اشعته بالاصل على شكل موجة كروية او مستوية محدودة المقطع العرضي . فهكذا اشعة ، يمكن تركيزها بوساطة العدسات والمرايا لتكوين صور ذات اضاءة اعلى من المصدر الاصلي . وعلاوة على ذلك ، يمكن توجيه الاشعة المبتعثة من مصدر هو اصلاً ذات شكل تقريبي للموجة المستوية ، الى جسم بعيد من دون اية خسارات تذكر ناتجة عن ظواهر الحيود ، بينما لا يمكن تحويل الا جزءاً صغيراً فقط من الاشعة المبتعثة من مصدر غير متلاحم الى موجة مستوية تقريباً .

1.3 انبعاث وامتصاص الاشعة Emission and absorption of radiation

من المعروف جيداً ، أن الانظمة او المنظومات الذرية ، كالذرات والايونات ، والجزيئات بامكانها ان تتواجد في حالات ساكنة معينة ، يناظر كل منها قيمة محددة من الطاقة . وتميّز هذه الحالات بارقام كمية quantum numbers . واما قيم الطاقة العددية فتدعى بمستويات المنظومة الذرية . وفي حالة الذرات المعزولة ، توصف الحالات states بالارقام الكمية التي تميز المدارات orbits واللف الذاتي spins للاكترونات المتواجدة خارج الغلاف الالكتروني المغلق . وتستفيد التسمية المألوفة لهذه الحالات من استخدام الرموز التي تدل (للبدء) على المقادير والمركبات المهمة للزخوم الزاوية التي تبقى (تقريباً) ثابتة [5 , 4] . واما في حالة الجزيئات ، فأن وصف الحالة state يتضمن الارقام الكمية المقترنة بالحركات الدورانية والاهتزازية للجزيئة اضافة للارقام الكمية التي توصف الحركات الالكترونية .

فعندما تمتلك اثنتين او اكثر من الحالات نفس الطاقة ، فان ذلك المستوى يدعى مستوى منحل degenerate ، ويكون العدد من الحالات التي تمتلك الطاقة نفسها هو بمثابة "كثرة المستوى "multiplicity of the level" . وغالباً ما نستخدم

الكلمة حالة state لتعني مستوى ؛ كما وتعتبر كل الحالات التي تمتلك الطاقة نفسها على انها متشابهة . ويمكن ان تحدث الانتقالات transitions فيما بين الحالات المستقرة مصحوبة بانبعاث او بامتصاص طاقة على شكل أشعة ، او بانتقال الطاقة من او الى منظومة أخرى . واذا كان الانتقال transition هو انتقال اشعاعي ، فأن تردد الاشعة المبتعثة او الممتصة من قبل المنظومة تعطى بالعلاقة الترددية لبور Bohr:

$$h\nu = E_2 - E_1, \tag{3.1}$$

حيث E_1 و E_2 هما طاقات الحالات الذي حدث وسطها الانتقال والثابت h هو ثابت بلانك .

ويدعى مستوى المنظومة الذي يمتلك اقل طاقة بمستوى الهمود ground level ، بينما يدعى اي مستوى آخر غيره بمستوى تهيج excited level . ويمكن استخدام ايضاً المصطلحات « حالة الهمود » و"حالة متهيجة" لتدل على هكذا مستويات . فالذرة المتواجدة في مستوى الهمود بأمكانها فقط امتصاص اشعة . ويجري عادة ترقيم المستويات مبدئين بمستوى الهمود وحسب الزيادة في درجة طاقة المستوى اما اذا لم تكن المنظومة الذرية في مستوى الهمود ، فأن بامكان هذه المنظومة تغير حالتها الى مستوى اوطأ مع بعث أشعة ومن دون اية مسببات خارجية . وتدعى هذه الظاهرة بالانبعاث الآني Spontaneous emission . كما تدعى الاحتمالية لكيما تغير الذرة الموجودة في المستوى n حالتها آنياً الى المستوى الادنى m في فترة وحدة الزمن ، باحتمالية الانتقال الآني .★ ويستدل عليها بالرمز A_{nm} . وهذه الكمية هي ميزة خاصة للزوج من مستويات الطاقة المذكور في السؤال . ويمكن الحصول على A_{nm} في حالة وجود العديد من المستويات ، عن طريق جمع الاحتماليات كلّها على مدى جميع الازواج من الحالات المتضمنة . فلو كان هناك مثلا تجمع واسع من المنظومات الذرية ، وكان العدد n من المنظومات متواجداً في المستوى n ، فسيكون العدد الكلي للانتقالات التي تحدث بالثانية الواحدة من المستوى n والى المستوى m يساوي

★ وبتعبير أكثر دقة ، نحن نتعامل مع كميات المفروض بها ان تسمى معدلات زمنية rates وليس احتمالات وواحداتها هي مقلوب الزمن . وسيناقش هذا الموضوع بصورة أوسع في نهاية هذا المقطع .

$N_n A_{nm}$ تقريباً ، وستكون القدرة المنشعة عند التردد $\nu_{nm} = (E_n - E_m)/h$ هي $N_n(E_n - E_m) A_{nm}$. ويكون انبعاث الاشعة الآنية من ذرات المنظومة بطور عشوائي ، وبناءاً عليه ، ستبعث المنظومة التي تكون ذراتها غير معتمدة الواحدة على الاخرى (كالغاز مثلا) ، بأشعتها كمصدر غير متلاحم .

وتحدث الانتقالات transitions فيما بين مستويات الطاقة الذرية او الجزيئية ليس بصورة آنية فقط ، ولكن تحدث ايضاً تحت ظروف الحث Stimulation الناتجة عن أشعة كهرومغناطيسية ذات تردد ملائم . فتحت ظروف معينة ، والتي سنأتي الى ذكرها بعد قليل ، تكون احتمالية تغيير حالة المنظومة الذرية خلال وحدة الزمن من المستوى n والى المستوى m ، هي

$$P_{nm} = A_{nm} + u_\nu B_{nm}, \qquad (3.2)$$

حيث ان u_ν هي الكثافة الاشعاعية عند التردد الذي يعود الى فرق الطاقة بين المستويين ، و A_{nm} و B_{nm} هما ثوابت تحددها المنظومة نفسها . كما ويمكن في حالة وجود الاشعة ذات التردد الملائم ، ان تمر ايضاً المنظومة الذرية من مستوى طاقة منخفض الى مستوى طاقة اعلى . وتكون احتمالية حصول مثل هكذا حدث (اي الامتصاص) هي

$$P_{mn} = u_\nu B_{mn}. \qquad (3.3)$$

وتتكون الاشعة المبتعثة من منظومة ذرية متواجدة في مجال اشعاعي خارجي ، من جزئين . فالجزء الذي تتناسب شدته طردياً مع A_{nm} هو الاشعة الآنية ؛ والتي يكون طورها غير معتمداً على طور الاشعة الخارجية . واما الجزء الثاني ، فهو الجزء الذي تتناسب شدته طردياً مع uB_{nm} ويدعى بالاشعة المستحثة (المستثارة) ؛ والتي يكون طورها هو طور الاشعة الخارجية الحاثة نفسه .

وفي ختام تحليلنا ، نستنتج بأنه ليس هنالك أية اشعة تكون احادية الطول الموجي بصورة اكيدة . ولغرض التبسيط ، سنفرض منذ الان بأن المدى الطيفي لكل خط ذري ، ضيق جداً ، بحيث لايمكن تحليل التوزيع (اي توزيع الطاقة) كدالة للتردد ضمن الخط الواحد ، وأننا سنرصد فقط الطاقة الكلية المبتعثة او الممتصة .

كما وتعد المعادلات 3.2 و 3.3 ، علاقات مهمة وسارية المفعول مابين الثوابت A و B ويجوز تطبيقها في حالة كون الاشعة موحدة الخواص isotropic اومشوشة chaotic لاتظهر اية افضلية اتجاهية وكذلك عندما لاتتغير الكثافة الاشعاعية u_ν بصورة ملحوظة على طول المدى الترددي للخط الطيفي .

وتدعى العلاقات مابين الثوابت A و B بعلاقات اينشتاين . * ويعبر عنها عادة بالصيغة

$$B_{nm} = B_{mn}, \quad A_{nm} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} B_{nm}. \tag{3.4}$$

وتصح هذه المعادلات في الفراغ فقط لجسيمات تمتلك مستويات طاقة غير منحلة nondegenerate . واما اذا كانت مستويات الطاقة منحلة ، فأن علاقة اينشتاين الاولى تأخذ الشكل

$$g_n B_{nm} = g_m B_{mn}, \tag{3.5}$$

حيث تمثل كل من g_n و g_m كثرة multiplicity المستويين n و m ، على التوالي . واما العلاقة الثانية فلاتتأثر بكثرة المستويات . ولكن في المواد الصلبة والتي يختلف معامل انكسارها بصورة معتبرة عن وحدة واحدة ، يجب ان يستعاض عن العلاقة الثانية بالعلاقة

$$A_{nm} = \frac{8\pi h\nu^3\eta^3}{c^3} B_{nm}. \tag{3.6}$$

ويعود سبب ظهور معامل الانكسار η ، الى كون المعامل الموجود امام B_{nm} ينتج من حساب عدد الصيغ الاشعاعية radiation modes الموجودة في عنصر حجمي (انظر المقطع 3.5) .

والآن لننتقل بحديثنا الى مبدأ مدى العمر lifetime ، الذي كثيراً مايستخدم في وصف العمليات الانتقالية فيما بين الحالات المختلفة للذرة . حيث يمكن ببساطة ربط مدى العمر لحالة ما باحتمالية الانتقال من تلك الحالة . فلتكن pdt هي احتمالية الذرة التي تكون اصلاً موجودة في الحالة s ، لكيما تترك تلك الحالة خلال

* لتبرير وشرح هذه العلاقات بصورة اوسع ، انظر المقطع 1.5

فترة زمنية قصيرة مقدارها dt . (ويجب ان تكون هذه الفترة قصيرة جداً لكيما يتحقق الشرط $pdt \ll 1$.) أذن ، وفي حالة كون p ثابتة ، سيتناقص عدد الذرات المتواجدة في الحالة s بصورة أسية حسب العلاقة $N(t) = N_0 e^{-pt}$. ومن هنا سيكون عدد الذرات التي تترك الحالة s في الفترة الزمنية من t الى $t + dt$ هو $pN_0e^{-pt}\,dt$. وبناءاً عليه سيكون مدى العمر الوسطي average lifetime للذرة في المستو s هو

$$T = \frac{1}{N_0}\int_0^\infty tpN_0e^{-pt}\,dt = \frac{1}{p}. \tag{3.7}$$

وبضوء العلاقة (3.7) ، يدعى معكوس الاحتمالية الانتقالية للعملية بمدى عمر العملية نفسها . ولو كان بأمكان حالة ذرية ان تتغير بوساطة عدة عمليات ذات مدى اعمار $\tau_1, \tau_2, \ldots, \tau_n$ وكانت هذه العمليات مستقلة من وجهة النظر الاحصائية ، فآنئذ يمكن ربط مدى العمر للحالة بمدى اعمار العمليات التي بوساطتها يمكن للحالة ان تتغير عن طريق المعادلة

$$\frac{1}{T} = \frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} + \cdots + \frac{1}{\tau_n}. \tag{3.8}$$

وعملياً ، لايجرى الرّصد على ذرة منفردة ولكن على مجموعة تحوي البلايين من الذرات والتي ليس من الضروري ان تكون في الحالة نفسها . فلو كان العدد الضخم من الذرات هو N_0 ، فسيكون توزيع هذه الذرات فيما بين الحالات المختلفة تحت ظروف التوازن الحراري وعند درجة الحرارة المطلقة T ، خاضعاً لقانون بولتسمان ؛ وهذا يعني ، أن عدد الذرات في الحالة j سيكون

$$N'_j = \frac{N_0e^{-E_j/kT}}{\sum_i e^{-E_i/kT}}, \tag{3.9}$$

حيث E_j هي طاقة الحالة j . وسيكون احتلال جميع الحالات التابعة لنفس المستوى متساوياً ؛ لذلك سيكون عدد الذرات في المستوى n هو $N_n = g_n N'_n$ ، حيث تشير N'_n الى شعبية population اية حالة من حالات المستوى n . وآنئذ واعتماداً على المعادلة (3.9) ، سترتبط شعبيات مستويات الطاقة n و m بوساطة العلاقة

$$\frac{N_n}{g_n} = \frac{N_m}{g_m} e^{-(E_n - E_m)/kT}. \quad (3.10)$$

ويتضح من العلاقة (3.10) بأن جميع الذرات عند درجة الصفر المطلق ستكون في حالة الهمود . كما ويحتاج شرط التوازن الحراري عند اية درجة حرارة، بأن تكون الكثافة الشعبية للحالة ذات الطاقة الاوطىء اكثر من الكثافة الشعبية للحالة ذات الطاقة الاعلى .

ولنعد الآن طقم ensemble ذري منسجم الاجزاء عند درجة الصفر المطلق . إن هذا الطقم له القابلية فقط على امتصاص الاشعة التي تنحصر تردداتها في المتسلسلة $(E_i - E_1)/h$ ، حيثما ..... $i = 2,3,$. فأذا كان الطقم الذري في حالة توازن حراري عند درجة حرارة معلومة ولتكن T ، عندئذ ستكون حالة الهمود هي ليست الحالة الوحيدة المحتلة من قبل الذرات ؛ وبناءاً على ذلك ، سيكون هناك ايضاً امتصاص اشعة ذات التردد المناظر للانتقال الذي يحدث فيما بين الحالات المتهيجة . وكحقيقة عملية ، علينا ان نتذكر بأن المستويات المتهيجة الاولى لأغلب الذرات والايونات تكون في الاقل على إرتفاع 2×10^{-12} erg فوق مستوى الهمود ، وأن مقدار حاصل الضرب kT عند درجة الحرارة $T = 500\ ^oK$ هو 0.07×10^{-12} erg تقريباً .

ولذلك ، فعند الدرجات الحرارية المتوسطة ، سيتواجد القليل من الذرات حتى في المستوى المتهيج الاول مقارنة بعدد الذرات الموجود في حالة الهمود والسبب في ذلك يعود الى كون العامل الأُسي في المعادلة (3.10) صغيراً جداً . اما الامتصاص الاشعاعي الذي يحتاج الى انتقال من مستوى متهيج ، فسوف يكون ضعيفاً ، لأَن عدد الانتقالات من المستوى n الى المستوى m يتناسب طردياً مع N_n .

وكنتيجة لأمتصاص الاشعة ، ستضطرب حالة التوازن للطقم الذري . فلنفرض بأن الاشعة الممتصة هي أشعة احادية الطول الموجي . عندئذ فالذرات التي تتهيج فوق المستوى المتهيج الاول عن طريق امتصاصها للاشعة ، سيكون بامكانها الرجوع بصورة مباشرة الى حالة الهمود إما عن طريق الأَشعة الآنية او المستحثة ، او بامكانهم إتباع مسار آخر ليغيروا حالتهم الى مستوى سفلي آخر غير مستوى الهمود . وبهذه الطريقة يمكنهم ان يتدرجوا الى اسفل مقياس الطاقة energy scale ، باعثين عند كل مرحلة أشعة تختلف في ترددها عن تردد تلك الاشعة التي رفعتهم (اي الذرات) اصلاً من حالة الهمود . واستناداً الى العلاقة (3.1) التي تربط الطاقة والتردد ، فأن الاشعة المبتعثة في العملية التعاقبية

Cascade Process ، والتي تدعى بالفلورة fluorescence ، ستمتلك ترددات اوطأ من تردد الاشعة المهيِّجة .

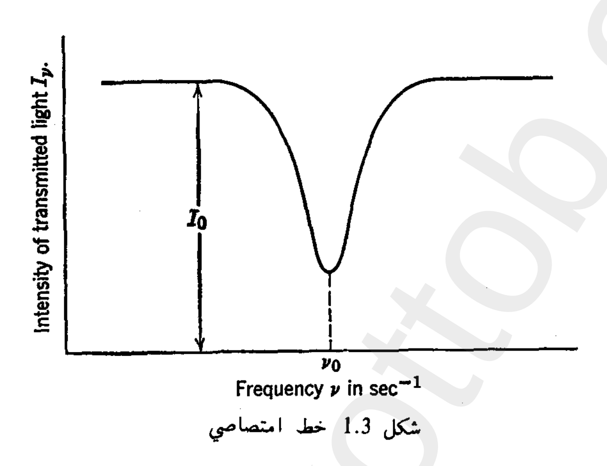
والآن لنعد طقماً ذرياً ليس من الضروري ان يكون في حالة التوازن الحراري ، ولنسمي مرة اخرى عدد الذرات لكل وحدة حجم والمتواجدة في الحالة n بالاسم N_n . ولنفرض $n>m$. فماذا ستكون استجابة الطقم الذري لأشعة مُسددة ذات تردد ν_{nm} وكثافة u ؟* نحن نعلم بأن عدد الانتقالات المتجهة الى الاسفل من المستوى n والى المستوى m سيكون $(A_{nm} + uB_{nm})\ N_n$ لكل ثانية ، وسيكون عدد الانتقالات المتجهة الى الاعلى هو $B_{nm}N_m$. فكلما كان N_n اقل من N_m ، وهذه هي الحالة دائماً ، فان الحزمة الساقطة ستعاني خسارة صافية مقدارها $(N_m - N_n)uB_{nm}$ من الكمات quanta لكل ثانية . واما عدد الكمات $A_{nm}N_n$ والذي ينبعث بصورة آنية ، فيظهر كأشعة مُشتتة . وهكذا فالحزمة المارة خلال المادة التي تكون شعبيات حالاتها الواطئة أكبر من شعبيات الحالات الاعلى ، ستعاني خسارة دائماً في الشدة ؛ او بكلام آخر ، ستمتلك المادة معامل امتصاص موجب .

وبالامكان انشاء طقم ذري (على الورقة بسهولة) يكون فيه عدد الذرات في الحالة n ، اعني N_n ، أكبر من N_m حتى في حالة كون $n > m$ وعندئذ يقال بأن هذا الطقم يحوي شعبية معكوسة population inversion . وبالتأكيد سيكون هذا الطقم ليس في حالة توازن دينامي حراري . ولنفرض الآن بأنه قد تم تأسيس شعبية معكوسة بطريقة ما فيما بين المستويين 1 و 2 . وهذا يعني بأنه قد وجدنا عملية معينة أدتْ الى جعل $N_2 > N_1$. فتحت هذه الظروف ، ستشع المادة اشعة آنية . واضافة لذلك ، ستعمل المادة كمضخم للأشعة عند التردد الملائم ، واعني $\nu = (E_2 - E_1)\ /h$ ؛ وهنا ستظهر الاشعاعات الانية ذات التردد نفسه ، كتشويش للمضخم amplifier noise . ومن هذا نستنتج بأن التقنية الليزرية تعالج المشاكل العملية التي ترتبط باستحداث مواد في مثل هكذا حالة غير متوازنة وباستثمار القابليات التكبيرية لتوليد الضوء .

---

* فعلياً ، يجب ان تمتلك الكثافة u على رمز دليلي سفلي هو ν_{nm} ، ليدل على اننا نناقش الكثافة الاشعاعية ضمن المنطقة الطيفية المحلية بالتردد ν_{nm} . ولتبسيط الرموز ، أسقطنا الرموز الدليلية السفلية في الاماكن التي لاتحتاج الى تأشير الانتقال لأية حالات يعود .

ولكيما نُطوّر العلاقات الكمية التي تغطي عملية التكبير ، يكون من الضروري ان نلقي نظرة أدق على عملية الامتصاص ، ولنضحي بالرياضيات المثالية المتعلقة بالحدة اللامتناهية infinite sharpness للمستويات والخطوط الطيفية . ففي تجربة الامتصاص الحقيقية ، يجري تسجيل شدة الضوء النافذ من خلال طبقة معلومة من المادة بينما يتغيَّر تردد الضوء الساقط مع إبقاء شدته ثابتة . والنتيجة النموذجية لمثل هكذا تجربة هو المنحني المبيَّن في الشكل 1.3 .



شكل 1.3 خط امتصاصي

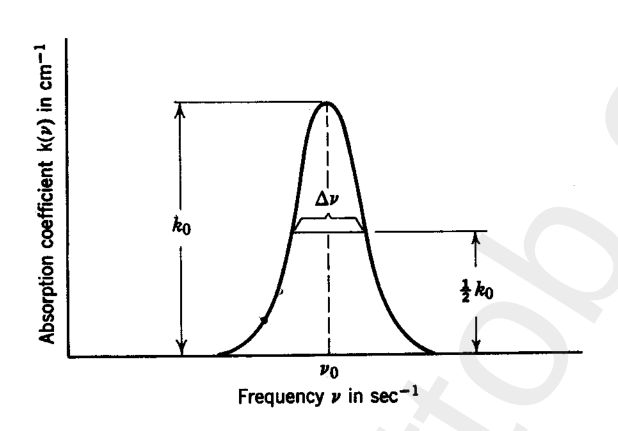
ومن الفرضية التي تنص على ان الانخفاض في شدة الضوء I المار من خلال مادة سمكها dx ، يتناسب تناسباً طردياً مع I dx ، نستنتج بأن التغيير في I كدالة للعمق x يتبع القانون

$$I_\nu(x) = I_0 e^{-k(\nu)x}. \qquad (3.11)$$

حيث يحدَّد $k(\nu)$ من المشاهدات ذات النوعية المبينَّة في الشكل 1.3 ، والذي يمثل شدة الضوء عند عمق معلوم في المادة الماصة . ويُعد التردد ν_0 على انه مركز الخط الامتصاصي . واذا ماقيست x بالسنتمترات ، فسوف نعبِّر عن $k(\nu)$ بدلالة مقلوب السنتمترات . ويمكن الحصول من هذه المشاهدات على $k(\nu)$ كدالة للتردد ، والنتيجة هو منحني مشابه لما هو مبيَّن في الشكل 1.4 .

ويعد الاتساع الكلي للمنحني عند الموضع الذي يكون فيه $k(\nu)$ قد إنخفض الى نصف قيمته العظمى K_0 ، على انه إتساع الخط الامتصاصي ويرمز له بالرمز $\Delta\nu$. وكثيراً ماتدعى هذه الكمية "الاتساع النصفي half width" . وهذا لايعني نصف إتساع المنحني ، بل الاتساع الكلي عند نقاط نصف القيمة العظمى .

وهناك علاقة مهمة تربط المساحة الاجمالية الواقعة تحت المنحني المبيَّن في الشكل 1.4 مع معاملات اينشتاين ومع شعبيات الحالات المسئولة عن الامتصاص المتمركز حول التردد المركزي ν_0 وقد إشتقت هذه العلاقة من قبل Fuchtbauer و Ladenburg في اوائل العشرينات . *



شكل 1.4 التغيير في معامل الامتصاص كدالة للتردد في خط امتصاصي

لنعد الان حزمة ضوئية متوازية يتغيّر ترددها مابين ν و $\nu + d\nu$ ، شدتها I ، تنتقل في الاتجاه الموجب للاحداثي x من خلال طبقة من الذرات تحدها السطوح المستوية x و x+dx . ولتكن سرعة الضوء في هذا الوسط هي $v = c/n$ ، حيث ان n هو معامل انكسار الوسط . وبناءاً على ذلك ، ستنتقل جبهـــة الطور phase front من خـــلال شريحـــة سمكهـــا dx بزمن مقـــداره $dt = dx/v$. والآن لنفرض بأن هناك N_1 من الذرات لكل سنتمتر مكعب في المستوى 1 ، وفقط العدد $dN_{1\nu}$ منها له القابلية على الامتصاص الاشعاعي في المدى الترددي ν الى $\nu + d\nu$ ، وأن هناك N_2 من الذرات لكل سنتمتر مكعب في المستوى 2 ، وفقط العدد $dN_{2\nu}$ منها له القابلية على البعث الاشعاعي في المدى الترددي نفسه . إذن ، فكلما تقدمت جبهة الطور من x الى x+dx ، فأن الانخفاض بالطاقة الاشعاعية للحزمة سيعطى بالشكل

---

* يعتمد برهاننا الان على طريقة Mitchell و Zemansky [6] . ومع ذلك يختلف تعريفنا لثوابت اينشتاين عن تعريفهم بعامل مقداره $c/4\pi$].

$$-d(I_\nu\, d\nu) = h\nu(B_{12}\, dN_{1\nu} - B_{21}\, dN_{2\nu})I_\nu \frac{dx}{v} \quad (3.12)$$

وهنا استفدنا من حقيقة كون الاشعة المبتعثة بوساطة الحث ، تكون متلاحمة مع الاشعة الحائة ؛ وبذلك ستعمل على تقوية الحزمة الضوئية . واما الاشعة المبتعثة آنياً فلا تساهم مساهمة ملحوظة في تكوين الحزمة لكونها اشعاعات غير مسدَّدة . ومن العلاقة (3.12) نحصل على

$$-\frac{1}{I_\nu}\frac{dI}{dx}\, d\nu = \frac{h\nu\eta}{c}(B_{12}\, dN_{1\nu} - B_{21}\, dN_{2\nu}). \quad (3.13)$$

ويمكننا الان ان نميِّز بأن الطرف الايسر يمثل $k(\nu)\, d\nu$ ، ونحصل بعد التكامل الذي يُجرى على مدى الخط الكلي المتمركز حول ν_0 ، على

$$\int k(\nu)\, d\nu = \frac{h\nu_0\eta}{c}(B_{12}N_1 - B_{21}N_2). \quad (3.14)$$

وهنا يمكن حذف B_{12} باستخدام العلاقة (3.5) ، ويمكن التعبير عن B_{21} بدلالة A_{21} بالاستفادة من العلاقة (3.6) . وبهذه الطريقة نحصل على علاقة العالمين Fuchtbauer و Ladenburg وهي

$$\int k(\nu)\, d\nu = \frac{c^2 A_{21}}{8\pi\nu_0{}^2\eta^2}\frac{g_2}{g_1}\left(N_1 - \frac{g_1}{g_2}N_2\right). \quad (3.15)$$

وهذه هي العلاقة الاساسية ، والتي يمكن ان نكتبها بالشكل

$$\int k(\nu)\, d\nu = \kappa\left(N_1 - \frac{g_1}{g_2}N_2\right). \quad (3.16)$$

ويمكن كتابة الثابت κ بعدة اشكال ، إحداها

$$\kappa = \frac{\lambda^2 A_{21}}{8\pi\eta^2}\frac{g_2}{g_1}. \quad (3.17)$$

واما الصيغة المفضلة الاخرى من قبل العديد من المؤلفين فهي

$$\kappa = \frac{c^2}{8\pi\eta^2\nu^2 t_2}\frac{g_2}{g_1}. \quad (3.18)$$

حيث يدعى المقدار $t_2 = 1/A_{21}$ بمدى العمر للذرات في المستوى 2 .

إن الوضع الذي كثيراً مايواجهنا هو ان تكون المادة غير متهيجة ، بحيث لايتواجد الا القليل من الذرات في الحالات غير حالة الهمود . وفي مثل هذا الوضع سيكون اساس حدوث كل الامتصاص كنتيجة لأنتقال من حالة الهمود . وكلما بقيت شدة الاشعة الممتصة ضئيلة ، بقي عدد الذرات المتواجدة في الحالة النهائية terminal state مهملاً . فلو رمزنا الى معامل امتصاص المادة غير المتهيجة تماماً بالرمز $k(\nu)_0$ ، فسيكون

$$\int k(\nu)_0 \, d\nu = \kappa N_0, \tag{3.19}$$

حيث يمثل N_0 العدد الكلي للذرات لكل وحدة حجم .

ومن المهم ان نلاحظ بأنه تحت الظروف الموصوفة آنفاً ، سيتناسب تكامل معامل الامتصاص بكل بساطة تناسباً طردياً مع عدد الذرات المتواجدة ، وأن مقداره لايعتمد على شكل الخط الامتصاصي . وتبين العلاقة (3.19) المعنى الفيزياوي للثابت κ . فهو المقطع العرضي الامتصاصي المتكامل لكل ذرة بالنسبة للخط الامتصاصي المفروض في السؤال ، حيث تدعى الكمية $\sigma(\nu) = k(\nu)_0/N_0$ بالمقطع العرض الامتصاصي لكل ذرة .

ومن المعقول ان يكون فرضنا على ان شكل الخط الطيفي نفسه لايعتمد على توزيع الذرات فيما بين مستويات الطاقة ، وهذا يعني ، انه بالامكان كتابة الدالة $k(\nu)$ كحاصل ضرب دالتين ، الاولى دالة للتردد والثانية دالة لكل من N_1 و N_2 . ومع الاخذ بنظر الاعتبار بوجوب سريان مفعول العلاقة (3.16) ، نكتب

$$k(\nu) = \kappa g(\nu, \nu_0) \left(N_1 - \frac{g_1}{g_2} N_2 \right), \tag{3.20}$$

حيث ان ν_0 هو التردد المركزي للخط الطيفي و $g(\nu, \nu_0)$ هي دالة الشكل للخط والتي تمتلك قيمة غير الصفر فقط في المنطقة الصغيرة المحيطة بالتردد ν_0 . وقد عيرت normalized بطريقة ، بحيث يتحقق الشرط

$$\int g(\nu, \nu_0) \, d\nu = 1, \tag{3.21}$$

عندما يمتد التكامل ليشمل المنطقة الاجمالية التي تكون فيها الدالة $g(\nu, \nu_0)$ لاتساوي صفراً .

وتتناسب القيمة القصوى لمعامل الامتصاص تناسباً طردياً مع القيمة القصوى لمنحني دالة الشكل الخطي $g(\nu_0, \nu_0)$. واما البرمترات الاخرى ، وكما ذكرنا سابقاً ، ستتناسب عكسياً مع انتشارية Spread الخط الامتصاصي . وتعتبر القيمة القصوى لمعامل امتصاص المادة غير المتهيجة ، مهمة بشكل خاص ، ويرمز لها بالرمز k_0 ، وترتبط بالمتغيرات الاخرى كالاتي :

$$k_0 = \kappa N_0 g(\nu_0, \nu_0). \qquad (3.22)$$

وللسهولة ندخل التدليل الرمزي g(o) بدل $g(\nu_0, \nu_0)$ ، وانه لمن المعقول ان نفعل هذا لان g في العادة هي دالة للمتغير $\nu - \nu_0$.

وعندما تكون المادة في حالة التوازن الحراري ، فأنه يمكن وصف توزيع الذرات فيما بين المستويات باستخدام العلاقة (3.10) . وسنحصل عند اية قيمة موجبة لدرجة الحرارة المطلقة ، على المتباينة

$$\frac{N_n}{g_n} < \frac{N_m}{g_m}, \qquad (3.23)$$

كلما تحقق شرط المتباينة $E_m < E_n$.

وكثيراً مايعزى في المراجع للوضع اللامتوازن ، والذي تكون فيه المتباينة (3.23) معكوسة ، على أنه حالة ذات درجة حرارة سالبة negative temperature . وتحسب القيمة السالبة لدرجة الحرارة T من توزيع الذرات فيما بين مستويات الطاقة باستخدام صيغة بولتسمان (3.10) . ويمكن تطبيق هذه الفكرة فقط لزوج من المستويات ، وتنبثق من استخدام هذه الصيغة لزوج من المستويات في منظومة ليست في حالة التوازن الحراري . كما ان درجة الحرارة المستخدمة بهذا الشكل لاتمتلك معناها المألوف : فالمقدار $kT/2$ لايعني متوسط طاقة المنظومة لكل درجة حرية واحدة ، كما لايمكن استنتاج اي شيء من قيمة T يتعلق بتوزيع الشعبيات في الحالات الاخرى غير الزوج الذي اشترك في حساب القيمة السالبة لدرجة الحرارة T . لذلك فأن استخدام الاصطلاح "درجة الحرارة السالبة" سوف لايسهل فهم الظواهر اللامتوازنة ، فالاحسن ان نتجنب استخدامه ونتكلم بدلاً عنه بدلالة الشعبية المعكوسة population inversion . ولم يكن غرضنا من تقديم المصطلح "درجة الحرارة السالبة" الا لكيما يزودنا بربط مع لغة المراجع ذات الصلة بالموضوع وليس غير . واذا واجهنا في بعض الاحيان التعبير "استحدثت الدرجة الحرارية السالبة للمستويات n و m" فأنه لايعني أكثر من كون المتباينة (3.23) قد عكست بينما بقيت المتباينة $E_m < E_n$.

وعندما تأخذ الشعبية المعكوسة محلها فيما بين المستويين n و m ، فأن العلاقة (3.16) ستعطي قيمة سالبة لمعامل الامتصاص المتكامل. وسيكون عندنا شرط الامتصاص السالب، وهذا يعني بأن عندنا تكبير amplification . وهذا الامتصاص السالب او التكبير هو حصيلة الزيادة في الاشعة المستحثة stimulated على الاشعة الممتصة absorbed . فبالنسبة لمادة تكون في شرط الامتصاص السالب ضمن منطقة ترددية معينة، ستنمو الموجة الضوئية الساقطة عليها حسب القانون المعطى في العلاقة (3.11) ، الذي يمثل في حالتنا هذه نموّ أسي بمعدل مقداره $\alpha = -k(\nu)$. *

ويمكن حساب معدل التكبير α. من العلاقة (3.20) ، والتي يمكن كتابتها بالشكل

$$\alpha(\nu) = \kappa g(\nu, \nu_0)N, \tag{3.24}$$

حيث ان

$$N = \frac{g_1}{g_2}N_2 - N_1 \tag{3.25}$$

هو المقياس العددي للشعبية المعكوسة. + ويُعد المقدار $n=N/N_0$ ، والذي يدعى بالشعبية المعكوسة النسبية، ذات فائدة اكبر لأنه يساوي -1 بالنسبة للمادة غير المتهيجة تماماً ويساوي 0 بالنسبة للمادة التي لاتمتص ولاتكبر. وآنئذ سنحصل على

$$\alpha(\nu) = \kappa N_0 g(\nu, \nu_0)n = k(\nu)_0 n, \tag{3.26}$$

ومن ثم

$$\int \alpha(\nu)\, d\nu = \kappa N_0 n.$$

---

* في المواد المعقدة، وبشكل خاص في المواد النصف موصلة، يمكن لشدة الحزمة الضوئية ان تضمحل بعمليات غير العملية المذكورة هنا. فمثلاً بامكان الضوء ان يتشتت. وعندما تتواجد هكذا آليات اضافية للخسارة. فسوف لايكون دائماً بامكان الشعبية المعكوسة بان تؤدي الى ظاهرة التكبير، لانه بالامكان للربح الناتج حصيلة الزيادة في الانبعاث المستحث على الامتصاص ان يشطب بوساطة خسارات من انواع اخرى. وفي هذه الحالة سيكون الشرط $N_2/g_2 > N_1/g_1$ ، ضرورياً ولكنه ليس كافياً لاستحداث الامتصاص السالب.

+ لقد استخدم العديد من المؤلفين المقدار $N_2 - g_2 N_1/g_1$ كمقياس للشعبية المعكوسة. وتحتاج محاولاتهم الى تعريف الثابت κ المعطى بالعلاقة (3.17) من دون العامل g_2/g_1 . ولكن نفضل نحن في ضوء المعنى الفيزياوي للثابت κ الى تعريف N كما معطى بالعلاقة (3.25) .

وهكذا أمكننا التعبير عن معدل التكبير ومعدل التكبير المتكامل بدلالة الشعبية المعكوسة النسبية والخواص الامتصاصية للمادة التي يمكن قياسها وهي في حالة اللاتهيج unexcited state .

1.4 شكل وإتساع الخطوط الطيفية shape and width of spectral lines

يمكن تحديد معاملات اينشتاين التي ادخلناها في المقطع 1.3 ، من مواصفات تركيب الذرة . وكما رأينا ، فأن هذه المعاملات تقوم بتحديد المعدل الانبعاثي الكلي والمعدل الامتصاصي الكلي المتكاملان على مدى الخط الطيفي الاجمالي . ويعطى المعدل الانبعاثي او الامتصاصي في المدى الطيفي الضيق مابين ν و $\nu + d\nu$ ، بالمقدار $k(\nu)\, d\nu$ ، الذي يرتبط بالثابت A_{21} عن طريق العلاقة (3.15) . ونعني هنا بالمدى الطيفي الضيق على انه واحد يكون مداه الترددي صغيراً مقارنة بالاتساع الكلي للخط الطيفي . ونحن نذكر هذا الموضوع هنا لاننا نتعامل في التقنية الليزرية مع التكبير في المناطق الطيفية الضيقة جداً ، والتي تكون بصورة عامة أضيق بكثير من إتساع الخط الطيفي الذي يمكن مشاهدته مثلاً في غاز او في بلورة . وحيث ان توزيع الشعبية ومعامل اينشتاين يحددون فقط تكامل المقدار $k(\nu)$ ، فأن القيمة العظمى للامتصاص او للتكبير ستعتمد على إتساع وشكل الخط الطيفي . فلذلك يكون من الافضل ان نلقي نظرة قريبة على شكل الخط الطيفي كما نرصدّه في حالة انبعاثه او امتصاصه من قبل منظومة من الذرات ، كالغاز مثلاً .

يكون الاتساع الطبيعي ، او الذاتي intrinsic ، لخط ذري ما ، صغيراً للغاية . وهذا هو الاتساع الخطي الذي نتوقع مشاهدته من ذرات وهي في حالة السكون ومن دون اية افعال متبادلة مع بعضها البعض . ويوجد هناك حد نظري للاتساع الخطي تحت هذه الظروف ، ولكن يمكن تجاهله في اغلب الحالات لكونه صغيراً فيما لو قورن بمؤثرات التعريض الناتجة عن المسببات الاخرى الموجودة بشكل ثابت . فالعاملان الرئيسيان اللذان يساهمان فعلاً في تعريض الخط الطيفي line broadening ، هما التغيُّرات الترددية الناتجة من الحركة الحرارية للذرات وكذلك تلك التغيرات الناتجة من توّقف الامتصاص او الانبعاث الاشعاعي بوساطة التصادمات الذرية atomic collisions .

فالحركة الحرارية thermal motion للذرات تسبب التعريض الدوپلري Doppler-broadening ، والذي يمكن حساب اعتماده على التردد بالطريقة التالية :

تتناسب احتمالية تواجد مركبة سرعة (ولنقل المركبة باتجاه الاحداثي x) لذرة في غاز عند درجة الحرارة المطلقة T فيما بين القيم v_x و $v_x + \Delta v_x$ ، طردياً مع المقدار Δv_x $[\exp-(m\, v_x^2 / 2kT)]$. ولكن نعلم بأن ازاحة دوپلر مع التردد ، ترتبط مع السرعة النسبية v_x باتجاه المشاهد حسب المعادلة

$$\frac{\nu - \nu_0}{\nu_0} = \frac{v_x}{c}, \quad (4.1)$$

حيث c هي سرعة الضوء . وبناءاً عليه سيعطي تأثير دوپلر ، التوزيع الترددي الكاوسي Gaussian frequency distribution الآتي

$$P(\nu)\, d\nu = P_0 e^{-\beta(\nu-\nu_0)^2/\nu_0^2}\, d\nu, \quad (4.2)$$

حيث $\beta = mc^2/2kT$. وهنا تتناسب $P(\nu)\, d\nu$ طردياً مع القدرة الطيفية المبتعثة للغاز .

واما الثابت P_0 فيتم تحديده من الشرط الذي يقتضي بأن يكون تكامل توزيع الاحتمالية $P(\nu)$ على مدى جميع الترددات مساوياً لواحد . وبناء عليه

$$P_0 = \frac{c}{\nu_0}\left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{1/2} \quad (4.3)$$

واما إتساع منحني التوزيع المعطى بالعلاقة (4.2) والذي يُحسب من عند النقاط التي تكون فيها القدرة مساوية لنصف قيمتها العظمى ، فيعطى بالشكل

$$\Delta\nu = 2\,\frac{\nu_0}{c}\left(\frac{2kT \log 2}{m}\right)^{1/2} \quad (4.4)$$

حيث تمثل m هنا كتلة الجزيئة . ويمكننا تحوير العلاقة (4.4) عن طريق إدخال الوزن الجزيئي $M = N_0\, m$ وثابت الغاز $R = kN_0$ ، ويتم هذا بضرب الكميات الذرية بعدد آفوكادرو . ومن ثم ، وعند تعويض القيم العددية المناسبة ، سنحصل على الصيغة التالية للتعريض الدوپلري بالنسبة للخطوط الطيفية :

$$\Delta\nu = 7.162 \times 10^{-7} \left(\frac{T}{M}\right)^{1/2} \nu_0 \qquad (4.5)$$

وهنا يجب ان نذكر بأن الاتساع الخطي لخط ما ، يعتمد على درجة حرارة الغاز فقط .

واما المُسبب الرئيسي الثاني للتعريض الخطي في الغاز ، فهو تصادم الجسيمات المُشعة (الذرات او الجزيئات) مع بعضها البعض والتوقف الناتج للعملية الاشعاعية . فلو إفترضنا أي رَتل موجي wavetrain ، فأن هذا الرتل الموجي لايمكن ان يكون احادي الطول الموجي بدرجة صرفة ؛ لأن طيفه ينتشر كدالة عكسية مع امتداد الرَتل كدالة للزمن . فكلما قَطَعَ التصادم الذري ، عملية الانبعاث الاشعاعي او الامتصاص الاشعاعي ، فأن الرتل الموجي الطويل الذي سيكون متواجداً بطريقة ما او بأخرى ، سيُقطع . ولكن بعد التصادم ستبدأ العملية الانبعاثية او الامتصاصية من جديد وبطور اشعة جديد ومن دون اية ذاكرة لطور الاشعة قبل التصادم . وسيتواجد نتيجة التصادمات المتتالية ، العديد من العمليات الاشعاعية او الامتصاصية المتقطعة . وسيكون بالطبع الاتساع الخطي للاشعة الناتجة عن هذه المجموعة من العمليات اكبر من الاتساع الخطي للعملية غير المتقطعة المفردة . ولذلك يجب حساب الشكل الخطي ، واعني توزيع الترددات ، حسَاباً إحصائياً .

وقد أُجري الحساب التقليدي الاصلي لهذا النوع من التوزيع في اوائل القرن الحالي من قبل H.A. Lorentz ، الذي بيَّن بانه عندما يكون تردد التصادمات صغيراً بالمقارنة مع التردد اللامضطرب ν_0 ، فأن التعبير التالي يوصف التوزيع الترددي للخط المعرَّض تعريضاً تصادمياً (لورنس)

$$g(\nu) = \frac{\Delta\nu}{2\pi} \frac{1}{(\nu - \nu_0)^2 + (\Delta\nu/2)^2}. \qquad (4.6)$$

وهنا ν_0 هو التردد المركزي ، و $\Delta\nu$ يمثل الاتساع width بين نقاط المنحني التي تنخفض عندها القدرة الى نصف قيمتها القصوى . واما العامل $\Delta\nu/2\pi$ فأنه يؤكد تسوية normalization الدالة اعتماداً على المساحة المحصورة تحت المنحني ، اي

$$\int_{-\infty}^{+\infty} g(\nu)\, d\nu = 1. \tag{4.7}$$

ويمكن ربط الاتساع الخطي $\Delta\nu$ بمعدل الزمن τ الذي يمر بين تصادمين متتاليين بالشكل التالي :

$$\Delta\nu = \frac{1}{\pi\tau}. \tag{4.8}$$

وبما ان التردد التصادمي يتناسب طردياً مع كثافة الغاز ، فسيتناسب الاتساع الخطي line width لمنحني لورنس تناسباً طردياً مع الكثافة ايضاً .

وعلى الرغم من ان كل من التعريض الدوپلري والتصادمي يعملان على إنتاج منحنيات توزيع ترددية ذات اشكال جرسية ، الاّ أن هذه المنحنيات تختلف اختلافاً كلياً عن بعضها البعض . وهذا الاختلاف موضح في الشكل 1.5 ، الذي يبيّن منحنيين من النوع اللورنسي والكاوسي مرسومين بنفس المقياس ويمتلكان اتساعات خطية متساوية . ويمكن ربط القيم القصوىٰ لهذه المنحنيات باتساعات خطوطها كما يلي :

بالنسبة لمنحني كاوس

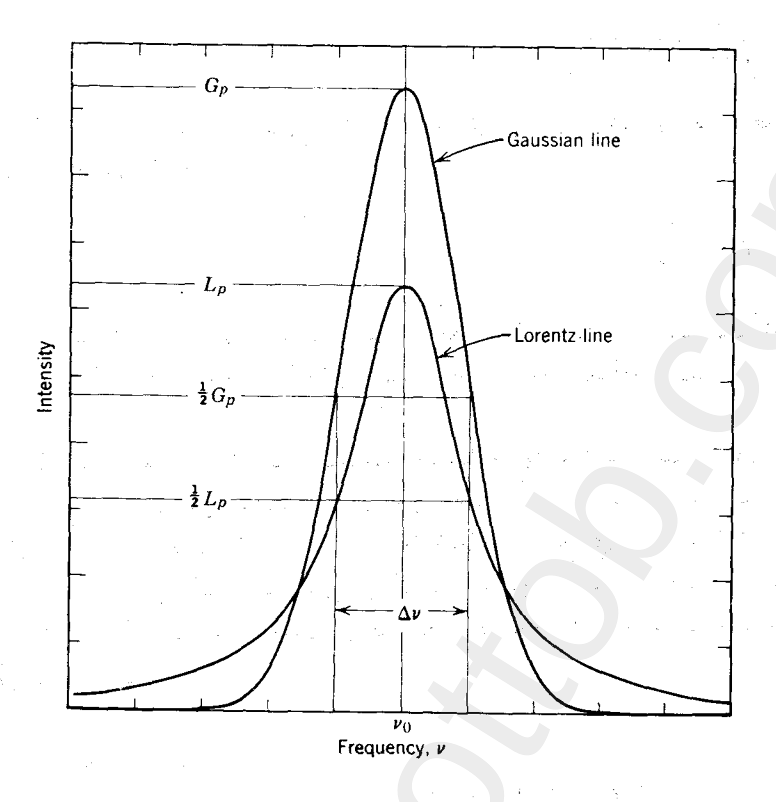
$$g(0)_G = \frac{2}{\Delta\nu}\left(\frac{\log 2}{\pi}\right)^{1/2} = \frac{0.939}{\Delta\nu}, \tag{4.9}$$

بالنسبة لمنحني لورنس

$$g(0)_L = \frac{2}{\pi\Delta\nu} = \frac{0.637}{\Delta\nu}. \tag{4.10}$$

كما يظهر ايضاً بأن القيمة القصوىٰ لمنحني كاوس تزيد بمقدار 50% تقريباً عن القيمة القصوىٰ لمنحني لورنس .

وفي الواقع ، بامكان العوامل المسببة لكلا النوعين من التعريض ان تتواجد في نفس الوقت . وبناءاً عليه ، سيؤدي اقتران كل هذه العوامل الى الحصول على اشكال خطية معقدة اكثر ، ولكيما يأخذ القارىء فكرة واضحة عنها ، نشير إليه الى المراجع [6, 7] . وكثيراً مايحدث ان يتغلب واحد فقط من هذه العوامل ؛ وفي مثل هذه الحالة ، ستؤدي الحسابات المعتمِدة على ذلك العامل الى نتائج صحيحة تقريباً .



شكل 1.5 خطوط كاوسية ولورنسية بعرض خطي مشترك .
حيث تدل كل من Gp و Lp على الشدة القصوى لكل منها .

واما بالنسبة للخطوط الطيفية للايونات الموجودة في شبيكة بلورية فيكون عامل تعريضها ناتجاً عن التغيُّرات التي تحدث في المجال الكهربائي الذي تتواجد فيه هذه الايونات . ويحدث هذا بسبب إنشطار مستويات الطاقة المنحلة degenerate للايونات بتأثير المجال البلوري crystal field ، وتكون تقلبات هذا المجال في كثير من الاحيان كبيرة الى درجة تكفي لطمس معالم التركيب الدقيق fine structure . وقد يحدث بعض التعريض من حقيقة تواجد الايونات المختلفة في مجالات (وسطية average) مختلفة وذلك بسبب اختلاف مواضعهم بالنسبة لمواضع العيوب والالتواءات الموجودة في البلورة . واما المُسبب الآخر للتعريض الخطي في البلورة فناتج عن الحركة الحرارية لعناصر الشبيكة ذاتها . حيث تعمل الاهتزازات الشبيكية على إخضاع الايونات الى مجالات متغيرة احصائياً فتسبب بالتالي الى جعل تعريض الخط الطيفي معتمداً على درجة الحرارة [8] .

1.5 الامتصاص والانبعاث المستحث
Absorption and stimulated emission

لقد أدخلنا في المقطع 1.3 ، قوانين غَطَّت عملية انتقال المنظومات الذرية بين حالة واخرى ، والمصحوبة ببعث او امتصاص الاشعة . وهنا سنحاول اعادة بحث القوانين الآنفة الذكر واظهار علاقتها بالنظرية الفيزياوية . كما سنحاول في هذا المقطع إعطاء دعم للنصوص التي كثيراً ماسألنا القاريء ليقبلها عن ثقة ، وسوف نبحث كذلك بعض التفصيلات الاساسية التي حُذفت فيما مضى . والقاريء الذي يرغب في حصر اهتمامه بالمظاهر التقنية لليزرات فقط ، بامكانه ان يترك هذا المقطع من دون قراءة ، حتى يحتاجه عندما يصبح في حيرة من أمره عن ماهية طبيعة الأشعة المستحثة .

فغرضنا الاول الآن إظهار الحقيقة على ان وجود الانبعاث المستحث للأشعة وسريان مفعول علاقات اينشتاين هما نتائج لكل من قانون بلانك لأشعة الجسم الاسود (1.1) ، والعلاقة الترددية لبور (3.1) ، وقانون بولتسمان (3.9) ، حيث تعلل هذه العلاقات نظرياً ماهية توزيع الجسيمات المتواجدة في حالة توازن حراري مع خزان حراري heat reservoir .

وسنسلك في مناقشتنا هنا ، المسلك الجدلي الاصلي الذي إتبعه اينشتاين [9] . ونفرض وجود تجميع من الذرات المتشابهة في تجويف مغلق ، جدرانه محفوظة عند درجة الحرارة (المطلقة) الثابتة T . ولنفرض بأن ذرات هذه المجموعة تتميَّز باحتوائها على سلسلة من مستويات الطاقة كمثل E_1 و E_2 و .... الى آخره ، والتي يمكن فيما بينها ان تحدث الانتقالات المصحوبة بانبعاث او امتصاص الاشعة التي يمكن تحديد تردداتها بوساطة علاقة بسور .

ونعلم من خبرتنا بأنه اينما تواجدت ذرات بطاقة اكثر من الحد الادنى الممكن minimum possible ، فلابد ان يحدث في آخر الامر انبعاث آني للاشعة . ونعلم ايضاً انه يمكن ان يحدث امتصاص للاشعة ، وأن معدل امتصاص الطاقة الاشعاعية يتناسب طردياً مع شدة المركبة الطيفية المفضَّلة من الاشعة . وبالمقارنة مع سلوكية تشغيل المتذبذبات التوافقية العيانية macroscopic وتطبيق مبدأ التناظر لبور ، يمكننا آنئذ ان نفترض بأنه من المحتمل ايضاً ان تحدث عملية الانبعاث المستحث ، ويحتمل ان يتناسب المعدل الزمني لحدوثة تناسباً طردياً مع كثافة الدفق الاشعاعي الطيفي . وهكذا فنحن مهيؤون لأن نفترض بأن الانتقالات من المستوى العلوي 2 الى المستوى السفلي 1 ، تحدث بمعدل زمني يساوي

$$P_{21} = A_{21} + u_\nu B_{21}, \tag{5.1}$$

حيث ان u_ν هي الكثافة الاشعاعية عند التردد

$$\nu = \frac{E_2 - E_1}{h}. \tag{5.2}$$

وحيث A_{21} و B_{21} هما الثوابت التمييزية للذرة . واما الانتقالات المتجهة الى اعلى ، اي الانتقالات من المستوى 1 الى المستوى 2 ، فتحدث بمعدل زمني يساوي

$$P_{12} = u_\nu B_{12}. \tag{5.3}$$

وبما اننا قد أنهينا وضع هذه الفرضيات ، فلنسعى الآن لتحديد الثوابت A_{21} و B_{12} و B_{21} .

نحن نعلم أن في حالة التوازن الحراري ، يبقى عدد الذرات في كل حالة state ثابتاً (باستثناء بعض التقلبات الصغيرة) . إذاً ، لو فرضنا بأن N'_j يرمز الى عدد الذرات الموجودة في الحالة j تحت ظروف التوازن الحراري ، آنئذ سيكون

$$N'_1 P_{12} = N'_2 P_{21}. \tag{5.4}$$

واستناداً الى علاقتي بولتسمان (3.9) و (5.2) ، سيكون

$$\frac{N'_2}{N'_1} = \frac{e^{(-E_2/kT)}}{e^{(-E_1/kT)}} = e^{-h\nu/kT}. \tag{5.5}$$

ولنعوض عن N'_2 / N'_1 ، النسبة P_{21} / P_{12} ، فنحصل من (5.1) و (5.3) على

$$\frac{u_\nu B_{12}}{A_{21} + u_\nu B_{21}} = e^{-h\nu/kT}. \tag{5.6}$$

وبحل هذه العلاقة بالنسبة للمقدار u_ν ، نحصل على

$$u_\nu = \frac{A_{21}}{B_{12}} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - B_{21}/B_{12}}. \tag{5.7}$$

ولكن يمكن الحفاظ على التوازن الحراري في داخل تجويف ما ، بوساطة الأشعة التي يكون توزيعها الطيفي خاضعاً لقانون بلانك المعطى بالعلاقة (1.1) . وبناءاً

على هذا ، يجب ان تكون كثافة الطاقة المعطاة بالعلاقة (5.7) منسجمة مع قانون بلانك لأية قيمة من T . وهذا فقط يكون ممكناً اذا تحقق الشرطان

$$B_{21} = B_{12} \quad \text{and} \quad A_{21} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} B_{12} \tag{5.8}$$

وهكذا وبهذه النتائج نكون قد إشتققنا علاقات اينشتاين (3.4) للحالة غير المنحلة nondegenerate case . واما الصيغ العامة للعلاقات التي تتضمن الكثرات g_1 و g_2 فيمكن الحصول عليها بسهولة وذلك بتطبيق قانون بولتسمان بشكله الاكثر عموماً والمعطى بالعلاقة (3.10)

لقد فرضنا في مجرى الاشتقاق اعلاه بأن المجال الاشعاعي التي تخضع له الذرات ، هو من النوع الذي يمكن ايجاده في تجويف اسود black cavity . فهو اولاً، مجال اشعاعي مشوش chaotic ، لايظهر اية افضيلة اتجاهية او محلية وثانياً ، هو مجال اشعاعي يتميز بكون كثافته الاشعاعية u_ν تتغيَّر مع التردد تغيراً بطيئاً ، بحيث يجوز اعتبار كثافته الاشعاعية ثابتة على مدى الاتساع للخط الطيفي line width لانتقال ذري معين . واستناداً لما ذكرناه الآن ، فسوف لايكون بالامكان ازالة القيود اعلاه كلياً لكيما تثبت علاقات اينشتاين . ومثالا على ذلك ، فسوف لايكون صحيحاً ان نقول بأن معدل الانبعاث المستحث في تجويف رنان cavity resonant يتناسب طردياً مع u_ν عند اية نقطة في داخل ذلك التجويف .

وتحت ظروف ملائمة يمكن عملياً تحديد الثابت A_{21} ، وذلك باجراء القياسات العمليـــــة لشدة الخطوط الطيفيـــــة ولمعـــــدل الاضمحـــــلال التفلوري rate of decay of fluorescence . كما يمكن تحديد المعادلات B عن طريق القياسات الامتصاصية absorption measurements .

وتعد عملية حساب هذه العوامل باستخدام المبادىء الاساسية ، من اصعب العمليات الموجودة في مجال ميكانيك الكم . فالمعاملات B ترتبط بمعدل التغيير الزمني لحالة ذرة معرضة لمجال كهرومغناطيسي خارجي . فهم اذن يعكسون حالة اضطراب الذرة من قبل فعل خارجي يتغير مع الزمن ؛ وبناءاً عليه سيكون موضوع حسابهم خـــاضعــاً لنظريـــة الاضطراب المعتمدة عـــلى الزمن

-time-dependent perturbation theory ولاداعي لتفصيل كل مايتعلق بهذه النظرية لكونها قد نشرت في جميع الكتب المقررة لموضوع نظرية الكم [12 ,11 ,10] ؛ ولذلك سنورد هنا خلاصة الطريقة وبعض النتائج الملائمة لموضوعنا هذا .

نحن نعلم بأنه بالامكان تمييز الذرة بوساطة معادلة شرودنجر . فالذرة تحت شرط عدم الاضطراب تكون في احدى حالاتها الساكنة التي يمكن وصفها بالدالة الموجية

$$\Psi = \psi_n(\mathbf{r})e^{-i\omega_n t}. \tag{5.9}$$

حيث تقترن بهذه الدالة الموجية ، الطاقة $E_n = \hbar\omega_n$.* والتي تمثل القيمة الوصفية eigenvalue لمعادلة شرودنجر غير المعتمدة على الزمن . واما العدد الصحيح n فيمثل كل الارقام الكمية اللازمة لوصف تلك الحالة ، بينما يمثل المتغير **r** كل متجهات الموضع اللازمة لوصف جسيمات المنظومة .

فيمكننا الآن اعتبار الاضطراب كنتيجة لوجود حد اضافي قيمته H' في دالة هملتون للمنظومة . وذلك بفرض ان مقدار هذا الحد يبقى صفراً حتى بلوغ الزمن $t=0$. وبناءاً عليه ، سيكون شكل الدالة الموجية للمنظومة حتى الزمن $t=0$ هو كما معطى بالعلاقة (5.9) ؛ وتكون الطاقة الوصفية لها هي E_n . ولكن عند الزمن $t>0$ ، اعني في حالة وجود الاضطراب ، فلايمكن تمثيل الدالة الموجية للمنظومة بالعلاقة (5.9) ، بل يمكن كتابتها بالشكل

$$\Psi = \sum_m c_m(t)\psi_m(\mathbf{r})e^{-i\omega_m t}. \tag{5.10}$$

وتمكننا نظرية الاضطراب من حساب المعاملات $c_m(t)$ بدلالة دالة هملتن المضطربة وبدلالة الدوال الموجية ψm . حيث تكون الوساطات الاساسية في الحساب هم عناصر المصفوفة

$$H_{nm}(t) = \int \psi_n e^{i\omega_n t} H' \psi_m e^{-i\omega_m t}\, dv, \tag{5.11}$$

حيثما $H'(\mathbf{r},t)$ هو المشغل operator المقترن بالاضطراب ، كما ويمتد التكامل على مدى التوزيع الفضائي الكلي . واخيراً يمكن البرهنة باستخدام ميكانيك الكم على صحة العلاقة التالية

---

* من المناسب في هذا المقطع ان نستخدم التردد الزاوي $\omega = 2\pi\nu$ وثابت بلانك المحوّر : $\hbar = h/2\pi$

$$\frac{dc_m}{dt} = -\frac{i}{\hbar} H_{nm}(t), \quad m = 1,2, \ . \ . \ . \ . \tag{5.12}$$

وان من احد المبادىء الاساسية في نظرية الكم هي كون الكميات $|c_1(t)|^2$ و $|c_2(t)|^2$ و ... الخ ، تعطي الاحتمالية بكون ان قياسات الطاقة على المنظومة (5.10) تؤدي الى الحصول على القيم E_1 و E_2 و ... الخ وبالتالي فأن معدل التغيير الزمني للمقدار $|c_m(t)|^2$ سيعطي المعدل الزمني لتغيير حالة الذرة من الحالة الاصلية n والى الحالة النهائية m .

ولغرض حساب المعدلات الزمنية للانتقالات ، علينا اجراء التكامل في المعادلة (5.11) ومن ثم استخدام عناصر المصفوفة المحتسبة لكياتكـامل المعادلة (5.12) . وبما ان $C_n(o)=1$ و $C_m(o)=o$ بالنسبة للحالات $m \neq n$ ، فسوف يكون

$$c_m(t) = -\frac{i}{\hbar} \int_0^t H_{nm}(t')\, dt', \tag{5.13}$$

بالنسبة للحالات $m \neq n$.

وعلينا ان نعلم بأن عنصر المصفوفة يعتمد على المجال الذي يعمل الاضطراب وكذلك على الدوال الموجية للحالتين الاولية والنهائية . وان ابسط اشكال المجال هو ذلك المجال الناتج عن موجة مستوية احادية الطول الموجي وذات استقطاب مستوٍ بحيث يمكن تمثيل متجه جهدها بالصيغة

$$A = A_0 \mathbf{u} \cos (\omega t - \mathbf{k.r}). \tag{5.14}$$

حيث تشير وحدة المتجهات **u** الى اتجاه الاستقطاب الكهربائي . واما متجه الانتشار **k** propagation vector فهو عمودي على وحدة المتجهات **u** ؛ ومقداره $2\pi/\lambda$.

ولنفرض الآن بأننا نتعامل مع منظومة ذرية ابعادها اصغر بكثير من طول موجه الاشعة الساقطة . ولنضع اصل احداثياتنا في مركز الذرة نفسها . فمع هذا الفرض ، ستكون الكمية **k.r** اصغر من واحد عندما يكون **r** مقيداً في المنطقة التي يسهل للالكترونات الوصول اليها . آنذاك يمكن انجاز حل عناصر المصفوفة ومن ثم الحسابات اللاحقة للدوال $|c_m(t)|^2$ بفكها حسب القوى الاسية للكمية **k.r** ، فنحصل من ذلك على النتائج التالية [10, 11, 12] :

1. يحدث فقط اضطراب محسوس للذرة عندما تكون ω ، اي التردد الزاوي للموجة الساقطة ، مساوياً تقريباً للفرق $\omega_m - \omega_n$ ، او للفرق $\omega_n - \omega_m$. بينما في جوار التردد الزاوي $\omega_{nm} = \omega_m - \omega_n$ ، يكون معامل الاعتاد الزمني للمقدار $|c_n(t)|^2$ من النوع

$$\left[\frac{\sin \frac{1}{2}(\omega - \omega_{nm})t}{\frac{1}{2}(\omega - \omega_{nm})}\right]^2. \tag{5-15}$$

وهناك ايضا تعبير مشابه يستخدم لوصف معامل الاعتاد الزمني للتردد الزاوي $\omega \approx -\omega_{nm} = \omega_{mn}$. ان هذه التعابير expressions تبين الميزة الرنينية للعمليات الانبعاثية والامتصاصية ، والتي تناظر سلوك المتذبذب التقليدي الموجود في مجال توافقي شغال .

2. عند استخدامنا التقريب من الدرجة الاولى (بدلالة القوى الاسية للكمية **k.r**) فأن معامل الاعتاد اللازمني (غير معتمد على الزمن) في التكامل (5.11) سيمثل الفعل المتبادل للمجال الكهربائي المشتق من العلاقة (5.14) مع عزم ثنائي القطب الكهربائي electric dipole moment للذرة . واما التقريبات ذات الدرجات الاعلى ، فتعلل الفعل المتبادل للمجال المغناطيسي مع عزم ثنائي القطب المغناطيسي magnetic dipole moment للذرة وتعلل كذلك الفعل المتبادل للمجال الكهربائي مع عزم رباعي الاقطاب quadrupole moment .

فحساباتنا في حالة التقريب من الدرجة الاولى تنتج بالشكل

$$H_{nm} = \mathbf{E}.\boldsymbol{\mu}(n,m), \tag{5.16}$$

حيث يعد مصفوف ثنائي القطب الكهربائي $\boldsymbol{\mu}$ الشبيه analog الميكانيكي الكمي لعزم ثنائي القطب الكهربائي الكلاسيكي والذي يعطى بالشكل

$$\boldsymbol{\mu}_c = \Sigma e_i \mathbf{r}_i \tag{5.17}$$

حيث يتحرك المجموع على مدى كل الجسيمات المشحونة للذرة . وتعطي مركبات مصفوفة ثنائي القطب الكهربائي $\boldsymbol{\mu}$ باحداثيات ديكارتية كالآتي

$$\begin{aligned} \boldsymbol{\mu}_x(n,m) &= e\int \psi_n^* x \psi_m \, dv, \\ \boldsymbol{\mu}_y(n,m) &= e\int \psi_n^* y \psi_m \, dv, \\ \boldsymbol{\mu}_z(n,m) &= e\int \psi_n^* z \psi_m \, dv. \end{aligned} \tag{5-18}$$

واخيراً ، وتحت هذه الدرجة من التقريب ، يتناسب المعدل الزمني للانتقال transition rate طردياً مع المقدار

$$|\mathbf{E}|^2|\boldsymbol{\mu}(n,m)|^2 \cos^2 \theta,$$

حيث تمثل θ الزاوية المحصورة بين اتجاهي $\mathbf{E}$ و $\boldsymbol{\mu}$. ويجب ان يؤخذ معدلها average في حالة كون الذرات لها الحرية في توجيه نفسها بالنسبة للمجال . وهكذا نستنتج بأن المعدل الزمني لأنبعاث الاشعة المستحثة يتناسب طردياً (في حالة التقريب من الدرجة الاولى) مع مربع شدة المجال الكهربائي للاشعة الساقطة . ونذكر ، ومن دون برهان ، بأن الاشعة المبتعثة تكون متلاحمة (في الطور) مع الاشعة الحاثة Stimulating radiation .

وفي الحالات البسيطة ، اي تلك الحالات التي تسود فيها صفة الموجة المستوية المفردة ، يتناسب مربع شدة المجال الكهربائي طردياً مع الكثافة الاشعاعية u . ولذلك يحق لنا ان نقول بأن المعدل الزمني للانبعاث المستحث يتناسب طردياً مع u . وهذا ايضاً صحيحاً بالنسبة لتجويف اسود blackbody cavity حيث يكون المجال الاشعاعي فيه من النوع المشوش chaotic ، فأن المعدل الزمني للانبعاث المستحث الذي يمكن الحصول عليه يتناسب ايضاً طردياً مع الكثافة الاشعاعية .

ويمكن الحصول على اشتقاق كامل لعلاقة اينشتاين من نظرية الاضطراب عن طريق تغيير فرضنا السابق وانتقالنا من المجال احادي الطول الموجي الى مجال اشعاعي ذات طيف عريض ، وهذه الخطوة تحتاج الى تكامل الدالة (5.15) في مدى المجال الترددي ومن ثم أخذ متوسطه (معدله) على مدى جميع الاتجاهات الفضائية . فتكون النتيجة هي

$$B_{21} = \frac{8\pi^3}{3h^2}|\mu(2,1)|^2. \tag{5.19}$$

وآنئذ يمكن حساب المعدل الزمني للانبعاث الآني من المعادلة (5.8) وهو

$$A_{21} = \frac{64\pi^4\nu^3}{3hc^3}|\mu(2,1)|^2. \tag{5.20}$$

وعلى الرغم من وجود صعوبة هائلة في حساب عناصر مصفوفة ثنائي القطب ، يكون من السهل في الكثير من الاحيان ان نقرر فيما اذا كانت مقادير هذه العناصر مساوية لصفر ام لا .

فمثلا وكنتيجة لخواص التناظر التي تمتلكها التكاملات المعطاة في المعادلات (5.18) ، فأن معظم مجاميع الحالات المؤتلفة combinations of states تؤدي الى عنصر مصفوفة بقيمة صفر ، وتدعى مثل هذه الانتقالات ، انتقالات محرمة forbidden transitions. ويقصد هنا بمصطلح "محرمة" اي ذلك الانتقال الذي يحدث فيما بين الحالات المقصودة والذي لايكون كنتيجه للفعل المتبادل لعزم ثنائي القطب الكهربائي مع المجال الاشعاعي . واما الانتقالات المسموحة allowed transitions فيمكن تحديد نوعيتها عن طريق القوانين الانتقائية selection rules ، هذه القوانين التي تساعدنا على فرز الازواج من الحالات التي لها القدرة على منح عنصر مصفوفة ليس صفراً لاشعة ثنائي القطب الكهربائي .

وقد رقمت ورتبت مستويات الطاقة الذرية في جداول وبطريقة تجعل من السهل نسبياً التعرف على الانتقالات المسموح بها من قبل القوانين الانتقائية .

وسنأتي في المقطع 1.6 الى مناقشة القوانين الانتقائية بتفصيل أكبر بعد ان نتعرف على تصنيف وتسمية مستويات الطاقة الذرية . ومن المهم ان نذكر الآن ، بأن الانتقالات المحرمة من قبل القوانين الانتقائية ، بأمكانها ان تحدث عن طريق آليات mechanisms تختلف عن اشعة ثنائي القطب الكهربائي ، كما انها تحدث بمعدل زمني اقل بكثير من المعدلات الزمنية لحدوث الانتقالات المسموحة.

وكنتيجة لتطبيق القوانين الانتقائية ، يكون بامكان ذرة ما ، أن تصعد الى حالة متهيجة ، يصعب بعدها للذرة الرجوع الى حالة الهمود . والحالة المتهيجة التي تكون منها جميع الانتقالات الى الحالات الاوطئ محرمة هي شبه مستقرة metastable ؛ فالذرة التي تتدخل في مثل هذه الحالة ستبقى بصورة عامة في تلك الحالة فترة زمنية اطول مما لو تواجدت في حالة متهيجة اعتيادية ، اي امكانية الهروب منها تكون سهلة . وتتصف الحالة الشبه مستقرة بمدى عمر طويل long lifetime ؛ لذلك تميل الذرات التي تنشط للانتقال بوساطة عمليات التصادم collisions او بالتشعيع الى التجمع في هذه الحالات الشبه مستقرة .

1.6 المصطلحات المطيافية والوحدات

Spectroscopic nomenclature and units

بما ان عملية الانبعاث او الامتصاص الضوئي يرافقها إعادة ترتيب المنظومة الذرية ، لذلك يمكن وصف الخطوط الطيفية الناتجة ، على انها انتقالات تحدث ما

بين حالات ساكنة معلومة . وهذه الحالات الساكنة بدورها ، يجري تمييزها بالدالة الموجية ψ. للمنظومة الذرية ذاتها .

ولغرض التبسيط والذي هو مسموح في اغلب الاوضاع ، يمكننا ان نُعد الالكترونات الموجودة في الذرة كل على انفراد ونعتبر بعد ذلك بأن انبعاث الخط الطيفي يحصل كنتيجة لأعادة توزيع الالكترون المفرد بالنسبة لبقية اجزاء الذرة .

فالالكترونات الموجودة في الذرة يجري تمييزها بثلاث ارقام كمية مدارية هي n و l و m وبالرقم الكمي للف الذاتي s . وتكون الارقام الكمية المدارية عبارة عن اعداد صحيحة ؛ بينما يكون s مساوياً $\pm \frac{1}{2}$. ولكيما نميِّز هذه الارقام نقول بأن الرقم الكمي ، n ، يُغطي التوزيع النصف قطري radial distribution للدالة الموجية ؛ وهو يناظر الرقم الكمي الرئيسي في نظرية بور . ففي حالة الذرات ذات التركيب البسيط نسبياً ، تُعد قيمة الرقم الكمي n هي المحدِّد الابتدائي لطاقة الالكترون في السؤال المطروح . واما الرقم الكمي l فيتغير مقداره من 0 الى n-1 ؛ وهو يحدد الزخم الزاوي المداري ، الذي تكون اكبر مركبة له مساوية للمقدار $l\hbar$، . ولغرض الايجاز سوف نقول بأن الزخم الزاوي المداري هو $l\hbar$ مع الاعتذار للشخص المتضلع في ميكانيك الكم والذي يعرف بأن مقدار هذا المتجه هو $\sqrt{l(l+1)}\hbar$. ويوصف الرقم الكمي m توجيه متجه الزخم الزاوي بالنسبة لمجال خارجي ؛ وهو بامكانه ان يفرض القيم المحصورة مابين $-l$ و $+l$ ؛ وهذا يعني ، ان لقيمة معينة من l يكون عدد قيم m الممكنة هي $2l+1$. وتقترن مع الارقام الكمية المختلفة دوال موجية مختلفة ، واعني بهذا ، حالات مختلفة للالكترون المفرد . واذا ماامتلكت عدة حالات الطاقة نفسها ، يُقال بأن المستوى هو مستوى منحل كما ذكرنا سابقاً . ويمكن ان تزال انحلالية المستوى degeneracy of level بتطبيق مجال كهربائي ، او بوساطة المجال الناتج عن الالكترونات الاخرى الموجودة في الذرة ذاتها او عن الكترونات الذرات المجاورة . وتظهر نتيجة هذه الانحلالية المزالة (المشطوبة) في كثير من الاحيان كفرق صغير بالطاقة تشترك في عملية عكس اللف الذاتي لألكترون ما .

فلو حوت ذرة معينة العديد من الالكترونات ، فأنه بالامكان اهمال تلك الالكترونات التي تُكوِّن غلاف مغلق ، ومن ثم يمكن حساب الفروق بالطاقة المقترنة بالانتقالات التي تحدث في الذرة بالأخذ بنظر الاعتبار فقط الالكترونات الموجودة خارج الغلاف المغلق . وهكذا ، وفي حالة الفلزات القلوية نحتاج ان نأخذ بنظر

الاعتبار الكترون واحد فقط ، وفي الاتربة القلوية alkali earths الكترونين فقط .

ويدعى الالكترون بالاسماء s او p او d او f ، اذا كان رقمه الكمي السمتي azimuthal هو $l = 0$ او 1 او 2 او 3 على التوالي . وللقيم الاكبر من l ، تُستخدم الحروف الابجدية (alphabet) حسب ترتيبهم الطبيعي ، مبتدئين بالحرف f الذي يعود الى الرقم الكمي السمتي $l = 3$. فالتدليل الرمزي 3p يعني الكترون بمواصفات $n = 3$ و $l = 1$

وفي حالة وصف ذرة متعددة الالكترونات ، يستحسن ان نتذكر بأن الالكترونات ضمن الذرة لها القابلية على التبادل مع بعضها البعض ، وان نتذكر بأنه لايمكن لأثنين من الالكترونات ان يمتلكا الارقام الكمية نفسها (بضمنهم s) . وكمثال على ذلك ، نصف حالة الهمود لذرة الليثيوم Li بالرمز $1s^22s$ ، الذي يعني بأنه يوجد الكترونان (يمتلكان لف ذاتي متعاكس) في الحالة 1s ، والكترون واحد في الحالة 2s . ويكون المجموع الجبري للزخوم الزاوية المدارية لهذه الالكترونات مساوياً 0 ، بينما المجموع الجبري للزخوم الزاوية لللف الذاتي يساوي $\frac{1}{2}$ ، فيكون الزخم الزاوي الكلي في هذه الحالة مساوياً $\frac{1}{2}$. مع العلم بأن كل هذه الزخوم مقاسة بوحدات $\hbar = h/2\pi$.

ويمكن الحصول على الزخوم الزاوية الكلية لأغلب الذرات والايونات التي تهمنا بوساطة جمع الزخوم الزاوية المدارية للألكترونات كل على انفراد جمعاً اتجاهياً ومن ثم نربط بهم الزخوم الزاوية للّلف الذاتي بصورة منفصلة . فالزخوم الزاوية المدارية تلتئم جميعها في متجه واحد هو L، مقداره L وهو عدد صحيح ؛ واما الزخوم الزاوية للّلف الذاتي فتلتئم في متجه يميَّز بالرمز S ، الذي يكون مقداره عدداً صحيحاً للاعداد الزوجية من الالكترونات ، ونصف عدد صحيح للاعداد الفردية من الالكترونات . ويمكن بعدئذ الحصول على الزخم الكلي J للذرة من الجمع الاتجاهي للمتجهين L و S .* وعندما يكونا المتجهان L و S ثوابت حركة constants of motion ، فأن كلامنا يكون بدلالة الربط من النوع L-S coupling . ويسمى ايضاً بربط روسل ــ ساندرز Russell -Saunders coupling.

---

* نستخدم الرموز L , S , J لتدل على متجهات الزخوم الزاوية التي تعطى اعظم مركباتها بالمقادير $L\hbar$ و $S\hbar$ و $J\hbar$.

وقد تبيَّن من نظرية الكم على وجود عدد $2S + 1$ من التوزيعات المختلفة والممكنة من اللف الذاتي Spin لكل قيمة معينة من S . وتدعى التوزيعات التي تمتلك $S = O$ بالتوزيعات الفردية singlets ، وتلك التي تمتلك $S = \frac{1}{2}$ تدعى بالمضاعفة doublets وهكذا الخ . فالذرة او الايون الذي يحوي الكترونين خارج الغلاف المغلق ، يكون مقدار S لها اما o او 1 ؛ وبناءاً عليه ، ستمتلك مثل هذه الذرة حالات فردية وثلاثية . كما وتسمى مجموعة الحالات التي تشترك بالقيم نفسها من J و L و S ، بالمصطلح ''تِرم term'' . وبصورة عامة ، سيحوي الترم term عدداً من الحالات التي تختلف في توجيهات متجهات زخومها . وتكون كثرة الترم multiplicity of a term هي $2J + 1$.

وفيما يلي التسميات التي استنبطت فيما مضى لتصميم وتمييز الترمات الذرية atomic terms في مخطط ربط الزخوم لروسل ـ ساندرز . فالرمز الذي يميز الترم يمتلك الشكل $^{2s+1}X_J$ ، حيث ينوب الحرف X عن الحروف S, P , D , F , G , الى آخره ، معتمداً بذلك على قيمة الزخم الزاوي المداري L . فالرمز S يُستخدم لتسمية الترمات التي تمتلك $L = 0$ ، وعلينا ان لانخلط ما بين هذا الرمز والرقم الكمي للف الذاتي . واما الحروف F, D, P والخ ، فتستخدم كرموز لتعيين الترمات التي تمتلك $L = 1$ و 2 و 3 والخ . ويتم تحديد الرمز الدليلي العلوي الذي يسبق الرمز الاساسي بوساطة الرقم الكمي للف الذاتي ؛ حيث يدل على كون الحالة هي حالة فردية او مضاعفة او ثلاثية ، والخ . واما الرمز الدليلي السفلي الى اليمين فيمثل الزخم الزاوي الكلي J وعن طريقة يمكننا ان نميِّز مابين العناصر المختلفة للمتعددة multiplet . وعند الضرورة ، يعطى ايضاً التوزيع الملائم للالكترون المتهيج ؛ ويظهر متقدماً على الرمز الحرفي letter symbol . وهكذا يكون رمز حالة الهمود لذرة الليثيوم هو $2s^2S_{1/2}$ ؛ ورموز بعض حالاته المتهيجة تكون بالشكل $3s^2S_{1/2}$ ، $2p^2P_{1/2}$ ، $2p^2P_{3/2}$. وتختلف الحالتان الاخيرتان عن بعضها البعض بوساطة الميلان المتعاكس للف الذاتي العائد للالكترون المتهيج من النوع 2p بالنسبة لأتجاه الزخم المداري . واما الزخم الزاوي الكلي J ، فيتغير مقداره على شكل اعداد صحيحة مبتدأ من القيمة $|L - S|$ وحتى $L + S$. ومن هنا ، وعندما $L \neq 0$ ، آنئذ تؤدي القيمة $S = 1$ الى إعطاء ثلاث قيم مختلفة للزخم الزاوي الكلي J ، واعني ، $L - 1$ و L و $L + 1$. ولكن عندما يكون $L = 0$ ، فأن القيمة $J = 1$ هي القيمة الوحيدة الممكنة للزخم الزاوي الكلي . ومع ذلك ، فما زالت مثل هكذا حالة تدعى بحالة ثلاثية ، حيث ان هناك ثلاث دوال موجية مستقلة تعود الى الطاقة المعروفة للحالة $^3S_1$.

ونذكر هنا بأن الرموز الدليلة المعتمدة على مخطط الترابط لروسل ـ ساندرز ، تُطبق فقط عندما تكون الافعال المتبادلة فيما بين الزخوم الزاوية المدارية l_i للالكترونات كل على انفراد ، قوية جداً من الكترون الى الكترون آخر ، بحيث تلتئم هذه الزخوم جميعها لتعطي المحصلة $L = \Sigma l_i$ ، والذي يكون عبارة عن ثابت حركة للمنظومة . وبالطريقة نفسها ، يجب على اللف الذاتي s_i للالكترونات منفردة ان تلتئم لتكوّن الثابت $S = \Sigma s_i$. ومن المهم ان نذكر هنا بأن القوانين العامة للحركيات dynamics تؤكد فقط ثبوتية constancy الزخم الزاوي الكلي $J = L + S$؛ واما ثبوتية L و S كل على انفراد فتحصل فقط حينما يكون الفعل المتبادل للف الذاتي والمداري صغيراً مقارنة بالفعل المتبادل interaction للف الذاتي مع اللف الذاتي الآخر ومقارنة بالفعل المتبادل ما بين الزخم الزاوي المداري والزخم الزاوي المداري الآخر . ويتواجد مثل هذا الوضع في عدد ضخم من العناصر؛ ويمكن تمييز وجوده طيفياً عن طريق الملاحظة بأن الانشطار splitting الحاصل فيما بين مستويات المتعددّة multiplet levels يكون صغيراً مقارنة بفروق طاقة المستويات التي تمتلك التوزيع الالكتروني نفسه ولكن بقيم مختلفة من L .

واما الحالة العكسية لما وُصِفَ اعلاه فهي تلك الحالة التي يكون فيها فعل متبادل معتبر ما بين الزخم الزاوي المداري l_i والزخم الزاوي للف الذاتي s_i لنفس الالكترون . آنئذ يلتئم كل l_i مع اللف الذاتي المناظر له s_i لتكوين الزخم الزاوي الكلي j_i لذلك الالكترون . ويكون ترابط هذه الزخوم الزاوية الكلية j_i مع بعضها البعض ترابطاً ضعيفاً ، وهذا يعني ، انه بالامكان اعتبارهم ثوابت حركة تقريباً . (وبالطبع يكون دائماً المتجه $J = j_1 + j_2 + . . . + j_n$ هو كمية ثابتة .) وعندما تكون هذه هي الحالة ، فأن كلامنا يخص الترابط من النوع j-j coupling . ويمكن تمييز هذا النوع من الترابط عن طريق مشاهدة إنشطار زيمان للخطوط الطيفية ، والتي تتبع قوانين تختلف عن تلك القوانين المطبقة في حالة ترابط روسل ـ ساندرز .

ويمكننا القول بأن الترابط الصرف pure j - j couplimg يندر حدوثه جداً . وبدلاً عنه ، نجد ذرات كالنيون ، تكون فيها الالكترونات الموجودة في الاغلفة الداخلية خاضعة لقوانين ترابط روسل ـ ساندرز ، بينما يكون ترابط الزخم الزاوي الكلي j لألكترون خارجي ذات رقم كمي عالي n ، ضعيفاً مع المحصلة J_c العائدة لألكترونات اللب Core electrons .

لقد اعتمدنا في مناقشتنا الماضية لمستويات الطاقة الذرية والايونية على منظومة ذرية خالية من اي تأثير خارجي . واما عندما يوضع ايون في شبيكة بلورية ، فأن المجالات الكهربائية والمغنطيسية التي تسود في مقعد الايون ستؤثر تأثيراً كبيراً على تركيب مستويات طاقة الايون . وهذه هي مثلا الحالة مع ايون الكروميوم في الياقوت ruby ، والذي له اهمية كبيرة في تقنية الليزر . ففي بلورة الياقوت يحاط ايون الكروميوم Cr^{3+} بمجال ثماني السطوح تقريباً ناتج عن ايونات الاوكسجين . وهذا المجال البلوري ، واعني المجال الكهربائي الساكن الناتج من وجود ايونات الاوكسجين O^{2-} ، يعمل على شطر مستويات الكروميوم Cr^{3+} المنحلة اصلاً . ويعتمد حساب انشطار المستويات الايونية في المجال البلوري على نظرية تمثيل المجموعة group representations . فهي تشتمل على التمثيلات التي لايمكن اختزالها irreducible representations للمجموعة المتناسقة التي يمكن تطبيقها في سؤالنا هذا . واما عدد المركبات التي يمكن ان ينشطر اليها المستوى المتعدد multiple level فيمكن تحديدها بوساطة نظرية المجموعات group theory ؛ ويجري بعدئذ تسمية المستويات المنشطرة بالرموز المناسبة لنظرية المجموعات يرافقها الغاء او اختصار الرمز الطيفي للمستو الاصلي . واما الزحزحات الفعلية في مستويات الطاقة فيتم تحديدها بوساطة معلمات المجال البلوري . وتعد حساباتها من بين اكثر المهام تعقيداً لنظرية الكم .

وهناك مبدأ مفيد في علم الطيف يدعى تكافؤ الحالة parity of a state . فيمكن تعريف الحالة على انها زوجية even او فردية odd ، اعتماداً على تكافؤ العدد Σl_i ، عندما يمتد المجموع للاعداد الكمية (كميات غير اتجاهية) على مدى كل الكترونات الذرة .

والآن يمكننا ان نصوغ القوانين الانتقائية لأشعة ثنائي القطب الكهربائي التي جئنا على ذكرها في المقطع 1.5 ، بصورة اكثر دقة .
فالقوانين الانتقائية هي كما يلي :

1 . يجب على الانتقالات التي تحدث ان تُغيّر التكافؤ

2 . يكون التغيير في الزخم الزاوي الكلي اما $\Delta J = 0$ او $\Delta J = \pm 1$ ، يستثنى من ذلك الانتقال من $J = 0$ الى $J = O$.

واما الذرات التي يُطبق عليها ترابط روسل ــ ساندرز فتصبح فيها القوانين الانتقائية الاضافية التالية :

3 . $\Delta L = O$ او $\Delta L = \pm 1$

4 . $\Delta S = O$

واذا ماتغيَّرت حالة الكترون واحد فقط ، فأن قانون التكافؤ يُلزم ان يكون هناك تغيير في L . وفي هذه الحالة يصبح القانون الثالث بالشكل $\Delta L = \pm 1$. واما الانتقالات التي يصحبها تغيير في حالات اثنين من الالكترونات في آن واحد ، فأن احتمال حدوثها يكون نادراً جداً مقارنة بالانتقالات التي تشتمل الكترون منفرد واحد .

ولكيما يَسهل تطبيق القوانين الانتقائية ، تجهَّز الترمات ذات التكافؤ الفردي بالرمز العلوي 0 . وللغرض نفسه يكون مفضلاً من الناحية العملية ان ندرج او نرسم بيانياً مستويات الطاقة للترمات المفردة والثلاثية والخ ، على شكل مجموعات منفصلة . وقد أُستخدم مثل هذا التجميع في الرسوم التخطيطية لمستويات طاقة العناصر في الفصل التاسع .

ولقد استنبطت القوانين الانتقائية السابقة الذكر باعتبار أشعة ثنائي القطب الكهربائي فقط . لأن الآليات الاشعاعية الاخرى هي اقل فعالية . وهي بصورة عامة ، تؤدي الى انتقالات اقل حدوثاً من انتقالات اشعة ثنائي القطب الكهربائي . ومن ناحية ثانية ، وعندما يكون انتقال ثنائي القطب الكهربائي محرماً ، فأن الآليات الثانوية تؤدي الى انتقالات تكون معدلات حدوثها الزمنية ابطأ بعدة مراتب عشرية several orders of magnitude من المعدلات الزمنية لانتقالات ثنائي القطب المسموح بها . وهكذا فالانتقالات المحرمة بوساطة القوانين الانتقائية ستحدث ، ولكن حدوثها يكون نادراً نسبياً . ويكون تطبيق القوانين الانتقائية بكل صلابة ودقة بالنسبة للعناصر الموجودة في بداية الجدول الدوري . ولكنها تخسر فاعليتها في الذرات المعقدة وفي حالة وجود فعل متبادل قوي بين ذرة واخرى ، كما هو الحال في عملية تصادم او في شبيكة بلورية .

ومن المبادئ الاساسية والمنطقية ، إتخاذ نظام واحد من الوحدات ومن ثم استخدامه بصورة متماسكة قدر الامكان . ويُعد إتباع هذا الاسلوب بجميع تفصيلاته أمراً مرهقاً في مجال الليزر ، هذا المجال الذي يحيط بالكميات الذرية إضافة لتلك الكميات المتعلقة بهندسة القدرة power engineering . وعلى الرغم من استخدامنا لنظام وحدات mks في حسابات القدرة الداخلة والخارجة ، الا أننا سنعطي الافضلية لنظام وحدات cgs على مقياس العمل المختبري والمقياس الذري ، وهكذا نؤمن انسجامنا مع المصادر التي استخدمناها كمراجع . وهناك بعض الشذوذ عن نظام وحدات cgs ، وهذا يُعد شيئاً تقليدياً في علم الطيف . فمثلاً

جرت العادة في التعبير عن طول موجة الاشعة المرئية بوحدات الانكشتروم ($1A^0 = 10^{-10}m$) ، بينما في منطقة الاشعة تحت الحمراء تعطى الافضلية لوحدة المايكرومتر ($1\mu m = 10^{-6}m$) . ومثال آخر ، لايوجد من قاس مستويات الطاقة الذرية بوحدات الارك او الجول . فهذه الكميات يُعبَّر عنها وتجدول اما بوحدات الالكترون فولت ($1.602 \times 10^{-12}erg$) او بمقلوب السنتمترات . مع العلم ان استخدام مقلوب السنتمتر كوحدة للطاقة يرجع اصلها الى العلاقة الترددية لبور ، والتي يمكن كتابتها بالشكل :

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{E_2 - E_1}{hc}. \qquad (6.1)$$

حيث تمتلك الكمية E/hc وحدة مقلوب الطول . وكثيراً ماتدعى هذه الكمية بالطاقة ، وإن كان الاصح ان تدعى بالرقم الموجي Wave number. وإن جدولة مستويات الطاقة بوحدات مقلوب السنتمتر يساعدنا بعملية طرح مباشرة لتدوينين في الجدول على مقلوب الطول الموجي (in vacuo) المناظر لأنتقال ما بين مستويين معينين ، كما ان واحد الكترون فولت يعادل $8066\ cm^{-1}$ (لتحويل الوحدات انظر الملحق B) .

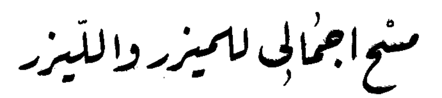
وتقاس الاطوال الموجية ضمن المنطقة المرئية وقرب منطقة تحت الحمراء في الهواء ، وتقتبس عادة القيمة المقاسة في الهواء . ولهذا السبب يجب ان تصحح مقاليب الارقام الموجية الناتجة من طرح التداوين المجدولة لتأمين توافقها مع القيم المقاسة (انظر الملحق C) . ويمكن تحديد مقدار التصحيح من مقدار حيود معامل انكسار الهواء η عن القيمة 1 . حيث يمكن ضبط gauged مقداره استناداً الى الحقيقة المعروفة على ان المقدار $\eta - 1$ يتغير من 277×10^{-6} الى 274×10^{-6} ، عندما يتغير الطول الموجي من 0.6 الى $1.0\mu m$.

REFERENCES

المراجع

1. *American Institute of Physics Handbook,* McGraw-Hill, New York, 1963.
2. M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics,* Pergamon, New York, 1959.
3. M. J. Beran and G. B. Parrent, *Theory of Partial Coherence,* Prentice Hall, Englewood Cliffs, N. J., 1964.
4. G. Herzberg, *Atomic Spectra and Atomic Structure,* Dover, New York, 1944.
5. A. Beiser, *Concepts of Modern Physics,* McGraw-Hill, New York, 1967.
6. A. C. G. Mitchell and M. W. Zemansky, *Resonance Radiation and Excited Atoms,* Cambridge University Press, England, 1934 (1961).
7. G. Birnbaum, *Optical Masers,* Academic Press, New York, 1964.
8. G. H. Dicke, Spectroscopic observations on maser materials, *Advances in Quantum Electronics,* J. R. Singer, Ed., Columbia University Press, New York, 1961, pp. 164–186.
9. A. Einstein, Zur Quantentheorie der Strahlung, *Phys. Z.,* **18,** 121–128 (1917).
10. E. C. Kemble, *Fundamental Principles of Quantum Mechanics,* McGraw-Hill, New York, 1937 (esp. Section 54).
11. A. A. Vuylsteke, *Elements of Maser Theory,* Van Nostrand, Princeton, N. J., 1960, esp. Chapter 4.
12. R. L. White, *Basic Quantum Mechanics,* McGraw-Hill, New York, 1966, esp. Chapter 11.

٢



مسح اجمالي للميزر والليزر

Survey of masers and lasers

2.1 تطور الميزرات The development of masers

تعرف الميزرات والليزرات على انها اجهزة لها القابلية على تكبير او توليد الاشعة بوساطة عملية الابتعاث المستحث . وقد كُونت اساؤهم من الحروف الاولية للجملة من الكلمات الانكليزية "تضخيم الموَجات الدقيقة بالابتعاث الرادِيّ المستحث" وهو الغاية التي حققها الجهاز القديم ، اي الميزر maser ، واما الكلمة "ليزر Laser" فصدرت عندما زحفت البحوث التِقنية من الموجات الدقيقة الى الضوء المرئي .

والعنصر المشترك في هذه الاجهزة هو عبارة عن وسط medium ، صُنع للتكبير في منطقة ترددية ضيقة وذلك باستخدام تقنية الشعبية المعكوسة التي يمكن تأسيسها بين زوج معين من مستويات الطاقة المتوفرة . وتكمن المشكلة الرئيسية والتي يجب حلها عند تصميم هذه الاجهزة ، في خلق او استحداث الشعبية المعكوسة ومن ثم الحفاظ عليها ، لأن كل العمليات الطبيعية التي يحتمل حدوثها ستحاول تحريك المنظومة system الى حالة التوازن الحراري ، وبالتالي فهي تحاول تدمير الشعبية المعكوسة ، اي تعاكس محاولات الانسان لخلق الشعبية المعكوسة .

وقد بدأ التفكير في استخدام الابتعاث المستحث للتكبير في حدود عام 1950 . وإن كان هناك جدال حول الاسبقية للإقتراحات المبكرة ، وكانت الخلاصة أن تُبتَّ المشروع الناجح الاول باسم C.H.Townes وطلابه [1] في جامعة كولومبيا عام 1954 وبنيت الميزر الاولى من قبلهم . ولقد استخدم في هذا المشروع ، الشعبية المعكوسة بين إثنين من المستويات الجزيئية للأمونيا وذلك لتكبير اشعة ترددها يساوي 23,870MHz ، وبطول موجي 1.25cm تقريباً . وقد

انجزت الشعبية المعكوسة بفصل جزيئات الامونيا التي تكون متواجدة في الحالة العليا عن تلك الجزيئات المتواجدة في الحالة الدنيا وذلك باستخدام مجال كهربائي غير متجانس ، ومن ثم وجهت الجزيئات المنفصلة جيداً الى داخل تجويف رنان resonant cavity ، حيث اصبحت هذه الجزيئات جاهزة لعملية تكبير اية اشارة signal تكون ذات تردد مناسب . وقد كان الغرض الاساسي من هذا الجهاز ليخدم كمكبر قليل الضوضاء ، ولكن وباضافة تقنية التغذية الاسترجاعية feedback ، أُستخدم الجهاز نفسه كمولد اشارة ذات دقة عالية .

وحالاً وبعد ظهور ميزر الامونيا ، طُرحت طرق اخرى كثيرة تختلف عن طريقة إنتقاء الجسيمات لاستحداث الشعبية المعكوسة . وقد دعيت هذه الطرق بطرق الأثارة (او بطرق الضَّخ) ، لانها تجعل من المادة وسط مكبر وذلك برفع جزء جوهري من ذراتها او جزيئاتها الى مستوى طاقة اعلى من مستوى الهمود . وتنجز عملية الاثارة نفسها عن طريق نقل الطاقة من مصدر خارجي لتعزيز وتقوية شعبية مستويات معينة تكون ملائمة ومفضلة على غيرها .

وتـدعـى اكـثر الطرق المبـاشرة لانجـاز هـذه الاثـارة بـالضـخ البصري optical pumping . وتعتمد مبدئياً على تشعيع المادة باشارة ذات تردد اعلى من تردد الاشارة المزمَع تكبيرها . وتستخدم هذه العملية في الاقل ثلاثة مستويات من مستويات المادة الفعالة . وهي (1) مستوى الهمود ، الذي منه تعمل اشعة الاثارة على رفع الذرات الى المستوى العلولي (3) ، ومستوى وسطي (2) ، الذي لاتزيد شعبيته بصورة مباشرة لأن اشعة الاثارة لاتحوي مركبة طيفية قادرة على رفع الذرات مباشرة من مستوى الهمود الى المستوى (2) . وكنتيجة لهذه العملية نحصل على شعبية معكوسة فيما بين المستويين 2 و 3 . ويدعى مثل هذا المضخم بميزر او ليزر بثلاثة مستويات . ويمكن ان يمتلك مثل هذا المضخم على اشكال مختلفة . لانه بالامكان ان تشتمل عملية التكبير على مستويات وسطية اخرى.ومن المهم ان نذكر هنا بأن الانتقالات آلانية تأخذ عادة دوراً مهماً في دورة تشغيل الاثارة والخمود للمادة الفعالة . واما مخططات التكبير ذات الثلاثة والاربعة مستويات فسنأتي على مناقشتها بالتفصيل عندما يتعلق الامر بليزرات الحالة الصلبة . واحب ان اذكر هنا بأن مخطط الاثارة البصرية للميزر قد اقترح عام 1955 من قبل Basov و Prokhorov في الاتحاد السوفيتي ومن قبل Bloembergen في الولايات المتحدة ، وفي آن واحد وبصورة مستقلة . وقد صممت في حدود عام 1957 العديد من ميزرات الحالة الصلبة ذات الثلاثة مستويات ، وقد استخدم فيها ايونات بارا مغناطيسية (قابلة للتمغنط) مزروعة في بلورات مضيِّفة .

وتم إثارة الميزرات الصلبة ذات المستويات المتعددة ، عن طريق مولد موجات دقيقة ذات تردد عالي . وتعد مادة الياقوت ruby ، احدى المواد الشائعة الاستخدام في هذه الميزرات . حيث تقوم ايونات الكروميوم الموجودة في الياقوت بمهام العنصر الفعال . وخاصة وانه بالامكان السيطرة على البعد الفاصل مابين مستويات الطاقة الملائمة للكروميوم ، التي تجهز التكبير عند التردد 9300MHz ، وذلك بتسليط مجال مغناطيسي خارجي . وبناءاً عليه يكون بالامكان ضبط تردد هذه المضخمات بتغيير شدة هذا المجال .

ولاتعد طرق فرز الجسيمات والضخ بثلاثة مستويات هي الوسائل الوحيدة لاستحداث الشعبية المعكوسة في الميزرات . فلقد اعطي الانتباه في نهاية الخمسينات الى عدد من طرق الاثارة النبضية او المتقطعة والتي تتضمن تطبيق اشعة الضخ لفترات قصيرة ، تكون بعدها المنظومة مستعدة للتكبير . ولكن لم تحضى مثل هكذا مخططات بأية أهمية عملية تذكر .

وقد صممت العديد من الميزرات لاستخدامها تطبيقياً في علم الفلك الراديوي radio astronomy ، وكوحدات في مستلمات الرادار . وكانت معظمها من نوع الياقوت وكانت بمثابة مضخات متقدمة في منظومات صممت لاستلام وتقوية اشارات ضعيفة جداً .

وتؤلف نظرية الميزر وتقنيتها ، موضوع العديد من الكتب المنهجية والمقالات الاستعراضية . ونقترح من بين الكتب الاولية منها ، تلك المراجع التي كتبت من قبل Singer [2] و Troup [3] . واما المناهج المتقدمة لهذا الموضوع فيمكن الاطلاع عليها في كتاب Siegman [4] وكتاب Yariv [5] وفي المقالة الاستعراضية للعالم Weber [6] . واما وجهة نظر المؤلفين حول الخلافات والجدال التاريخي لموضوع اختراع الميزر والليزر ، فيمكن الاطلاع عليها بالتفصيل في المقالة الاستعراضية [7] . والتي تحوي العديد من المراجع التي نشرت قديماً في هذا المجال .

2.2 تطور الليزرات The derelopment of lasers

بينما كانت تقنية الميزر في طريقها للرسوخ ، كانت الرغبة في توسيع تقنية الابتعاث المستحث لمنطقة تحت الحمراء والمنطقة المرئية قد تحققت في العديد من نشاطات مجال الميزر . وقد استعرضت كل التحديات والصعوبات التي رافقت هذه

النشاطات في المقالة الكلاسيكية للعالمين Schawlow و Townes [8] عام 1958 ، والتي اشرت البداية لعصر كان غنياً بالمنافسة لعمل البحوث المتعلقة بالمواد الليزرية وعمليات الاثارة ، فقد كتبوا مايلي :

لقد منحت تقنية الميزر التفاؤل بالحصول على التكبير المتلاحم coherent amplification عند الترددات (البصرية) العالية وعلى توليد اشعة احادية الطول الموجي بصورة صرفة .

ولو حاولنا التوسع في تشغيل الميزر الى منطقة الاطوال الموجية القصيرة جدا ، فسوف تواجهنا الكثير من وجهات النظر والمشاكل الجديدة التي تحتاج الى اجراء تغيير كمي للتوضيحات النظرية والتحويرات المهمة في التقنية العملية المستخدمة .

ويمكن تلخيص المشاكل والاراء الجديدة التي واجهت المحاولات القديمة بالصورة التالية :

1. في حالة الاشتغال في المنطقة البصرية ، يجب ان تحجز المادة الفعالة في تجويف يسمح بتذبذب عدداً كبيراً من التذبذبات الكهرومغناطيسية (صيغ modes) في المدى الترددي للخط الطيفي . بينما يمكننا في حالة الميزر تصميم تجويف رنان يسمح فقط باحتواء صيغة تذبذبية واحدة .

2. في المنطقة البصرية ، يقوى الابتعاث الاني للاشعة بصورة كبيرة على الابتعاث المستحث وذلك لوجود العامل ν^3 في العلاقة (3.4) الموجودة في الفصل الاول . وبما ان التغيير الحاصل في الترددات فيما اذا تحركنا من ميزر الامونيا باتجاه ليزر تشتغل في المنطقة المرئية ، يمثل تغييراً بعامل مقداره اكثر من 10^4 ، لذلك سيكون معامل التقوية لتناسب الاشعة الانية الى الاشعة المستحثة اكبر من 10^{12} . وكنتيجة لهذا ، وفي حالة اشتغالنا في المنطقة المرئية ، ستطمس معالم الابتعاث المستحث فيما بين الاشعة الانية غير المتلاحمة ، الى ان تصل الاشعة الى مستو عالي من الشدة . والضرر الخطير الاخر الناتج من المعدل الزمني العالي للابتعاث الاني يكمن في احتياجه الى تجهيزه بطاقة اثارة وبمعدل عالي لكيما تحافظ على بقاء شعبية كافية عند المستوى البدئي لليزر .

3. عند الاشتغال في منطقة الامواج الدقيقة microwave ، يمكن انجاز الضخ البصري باستخدام اشعة صادرة من مولدات اشارة توليفية المجال tunable واحادية الطور الموجي . بينما يصعب استخدام مثل هذه المصادر في المناطق المرئية وتحت الحمراء . وقد اشرنا في المقطع 1.1 ، على انه لم يكن متوفراً مصادر ضوئية عالية القدرة واحادية الطول الموجي قبل ظهور اجهزة الليزر .

4. تعد الفروق بالطاقة اللازمة لتوليد اشعة مرئية ، كبيرة فيما لو قورنت بالكمية kT عند درجات حرارة المختبر الملائمة ، بينما تكون فروق الطاقة المستخدمة في الميزرات صغيرة . وبتقديرنا يعد هذا العامل مساعداً ، لانه يجعل عملية التجميد اقل احراجاً بالنسبة لاجهزة الليزر . ولكن من جهة اخرى ، فان الفروق الكبيرة بالطاقة تجعل من معاملات بولتسمان كميات غير ملائمة بصورة اكبر ، وتجعل من المعدلات الزمنية لتجهيز الطاقة الى داخل الليزرات اعلى بكثير منها عليه في الميزرات .

وهناك بعض التفسيرات ستأتي في حينها تتعلق بدور ووظيفة الصيغ الفجوية Cavity modes . ولكن نذكر هنا ماقد تم تمييزه في الحين من قبل Schawlow و Townes ، وهو أن الشرط الضروري لنجاح الليزر هو امكانية توجيه معظم الطاقة البصرية المتوفرة . الى عدد قليل جداً من الصيغ التذبذبية . وقد كتبوا النص التالي :

اذا تواجدت عدة صيغ في التجويف بدلا من صيغة تذبذبية واحدة ، فيحتمل ان يكون هناك ضوضاء ضخمة بسببها ... ولو تواجدت في التجويف صيغ متقاربة التردد ، فأن اي تغيير صغير في ابعاد التجويف او في مميزاته الاخرى ، سيعمل على زحف التذبذبات من صيغة الى اخرى ، كما يصاحب هذه العملية تغيير في التردد .

وحيث ان عدد الصيغ modes لكل وحدة فترة ترددية ، لايمكن خفضها بصورة جوهرية بالنسبة لفجوة واسعة ، لذا كان استنتاج العالمين Schawlow و Townes ، بانه يستحسن ان نجعل كل الصيغ التذبذبية الفجوية ماعدا القليل منها ، صيغ مبذرة للطاقة ، لكيا نحجب التذبذبات المكونة لكل هذه الصيغ . وقد ادى هذا الاستنتاج الى استخدام مقياس التداخل لفابري - بيروت ، الذي هو عبارة عن تركيب نصف مفتوح بمرآتين متقابلتين موضوعتين عند النهايات . وهو الآن يمثل التصميم القياسي لاجهزة الليزر .

ولم يكمل العالمان Schawlow و Townes ابتكار الليزرات لعدم مقدرتهم على ايجاد المادة الفعالة ووسائط الاثارة المناسبة لانجاز الشعبية المعكوسة للحد المطلوب . ولكن انجز الاختراع في عام 1960 من قبل Maiman في مختبرات بحوث هيوز . وكان هذا الاكتشاف ، او بالاحرى هذا الابتكار ، بمثابة الدافع القوي لسلسلة طويلة من الدراسات ، التي شملت الخواص التفلورية للياقوت . وقد قام Maiman بتشعيع بلورات الياقوت القرنفلية اللون pink ruby بضوء صادر عن مصابيح وميضية من الزينون Xenon ، وقام بتحديد مميزات الاشعة التفلورية المبتعثة من الياقوت وقام بدراسة علاقة توزيع ايونات الكروميوم فيما بين مستويات طاقتها كدالة لشدة التشعيع . فلاحظ ان عندما تزداد شدة التشعيع يكون هناك نقصان ملحوظ في شعبية حالة الهمود ، فاستنتج بذلك على انه بالامكان الوصول الى درجة معينة من التشعيع تكون كافية لاستحداث الشعبية المعكوسة وبهذا يصبح الياقوت مادة فعالة مكبرة عند الطول الموجي 6943 Å .

وقد استخدمت في التجارب النهائية مكعبات صغيرة من الياقوت واسطوانات لاتتجاوز اقطارها الواحد سنتمتر ، اوجهها النهائية متوازية ومغطاة بطبقة عاكسة ماعدا ثقبا صغيرا يترك في مركز الوجه بدون طلاء عاكس ، لخروج الاشعة . وعندما ازدادت درجة التشعيع على اوجه الياقوت الجانبية الى درجة اعلى من مستوى العتبة threshold level ، لاحظ Maiman [9] الظواهر التالية :

(a) يقصر مدى العمر التفلوري
(b) ينقص الاتساع الخطي للاشعة المبتعثة وبصورة ملحوظة ، و
(c) تصبح شدة الاشعة المبتعثة عالية وذات اتجاهية مركزة .

فاستنتج Maiman من هذه الحقائق ، على ان الاشعة المبتعثة الحمراء ذات الشدة العالية ، نتجت معظمها بوساطة الابتعاث المستحث . كما ويؤكد هذا الاستنتاج ، القياسات اللاحقة التي قام بها Maiman [10] ، وكذلك مجموعة الباحثين في مختبرات بلتلفون [11] . وقد اوضحوا الخواص الاضافية التالية للاشعة المبتعثة من الياقوت المتهيج فوق مستوى العتبة :

1 . تنبعث الاشعة متلاحمة على مدى مساحة معتبرة من سطح الياقوت
2 . تتعرض شدة الاشعة المبتعثة الى تقلبات سريعة جداً .

لقد ادهش اكتشاف Maiman اللجنة العلمية المشغولة في بحوث الميزر وذلك لان موضوع توسيع تقنية الميزر ليشمل المنطقة البصرية قد نوقش بصورة مطوّلة ،

كما اتفقت الاراء على اعتبار الياقوت مرشحاً ضعيفاً كمادة فعالة للميزر . حيث كان المتوقع بأن يكون العنصر الفعال لليزر الصلبة هو عبارة عن مادة باربعة مستويات ، وهذا يعني ، ذرة او ايون يكون فيه المستوى الحدي **terminal level** للانتقال الميزري عبارة عن مستوى يقع فوق مستوى الهمود ، وليس مستوى الهمود نفسه كما في الياقوت . كما كان الاعتقاد كذلك بأنَ الغازات المتهيجة بصرياً او بوساطة تمرير تفريغ كهربائي ، تكون اكثر ملائمة كمواد ليزرية فعالة مقارنة بالمواد الصلبة . ونذكر هنا ايضاً على ان المواد شبه الموصلة قد اكتشفت في وقت مبكر على انها تمتلك جهد ليزري ، وقد اقترح الكثير من المشاريع والمخططات لأثارة هذه المواد .

وبعد ان تم اكتشاف اول ليزر ، تبعتها اكتشافات الكثير من الانواع المتوقعة من الليزرات وبنجاح باهر . فقد ظهرت ليزرات المواد الصلبة باربعة مستويات قبل نهاية عام 1960 ، والتي استخدمت ايونات اليورانيوم ومعادن الاتربة النادرة . وتضاعفت اعداد هذه الاجهزة بسرعة خلال السنتين التاليتين . ومن بين هذه الليزرات ، اكتسبت ليزر النيوديميوم الاهمية الاكبر من الناحية العملية لان بالامكان تشغيلها عند درجة حرارة الغرفة ، وكذلك لان بامكان هذه الليزر ان تصرَّف قدرة خارجة بمعدل يقارن بمعدل تصريف القدرة في ليزر الياقوت .

ويشابه تصميم هذه الليزرات الصلبة ، تصميم ليزرالياقوت . فهي تهيَّج ايضاً بصرياً بأشعة من مصابيح وميضية ، وتعتبر هذه الطريقة من التهييج ممكنة وذلك لاحتواء المواد الصلبة على نطاقات امتصاصية عريضة نسبياً . كما ويعتبر اجتماع هذه النطاقات الامتصاصية العريضة مع مستويات الطاقة الحادة الواطئة من الامور الاساسية لنجاح تشغيل ليزرات المواد الصلبة .

وقبل نهاية عام 1960 ، اعلن الباحث **Javan** وأقرانه [12] في مختبرات بلتلفون عن نجاح تشغيل ليزر الهليوم ـ نيون . حيث تحصل هذه الليزر على إثارتها من تفريغ كهربائي خلال الغاز . واما الضوء الليزري فينتج من ذرات النيون، التي يمكن الحفاظ على شعبيتها المعكوسة في حالة توازن باستخدام دورة تبادل الطاقة والتي تشترك فيها ذرات الهليوم . وقد تم تشغيل ليزر الهيليوم ـ نيون بصورة مستمرة وثابتة ، باعثة اشعة احادية الطول الموجي اكثر من ليزرات الحالة الصلبة . على الرغم من التشغيل الاولي لهذه الليزر كان محصوراً بحوالي خمسة خطوط ليزرية في المنطقة تحت الحمراء ، حول الخط $1.1 \mu m$ ، إلا ان خلال السنتين الاخيرتين ، تم الحصول على خطوط ليزرية اخرى من الليزر نفسه ،

وبضمنهم الخط الليزري المعروف 6328 Å ، كما اكتشف خلال السنين من 1963 والى 1967 ليزرات غازية اخرىٰ . وكانت معظمها تشتغل بمستو قدرة واطيء ، واما الليزرات ذات القدرة الخارجة العالية فقد تم بناؤها ايضاً ولكن باستخدام الانتقالات الايونية والجزيئية .

ولو انتقلنا الآن الى ليزرات اشباه الموصّلات يمكننا ان نقول بأنها نشأت اولاً في عام 1962 . ومن اكثر انواعها المعروفة هي ليزر الحقن injection laser التي تبعث بضوئها المتلاحم من الملتقىٰ junction ، واعني بهذا ، منطقة الالتقاء الرقيقة التي تفصل الشبه المَوصِّل الموجب p-type عن الشبه المَوصِّل السالب n-type . وتتم عملية إثارة هذا النوع من الليزرات بتطبيق مجال كهربائي ، الذي يعمل على حقن حاملات التيار current carriers الى داخل الملتقىٰ ، وبهذا يتحول مباشرة جزء كبير من الطاقة الكهربائية المبذولة على بلورة شبه المَوصِّل ، الى اشعة مستَحثَة . وتشتغل الليزرات المصممة بهذه الكيفية بكفاءة عالية ، إلا ان المناطق الفعالة لها تكون رقيقة جداً ، وتكون عادة بحدود القليل من المايكرونات few microns . كما ويوجد طرق اخرىٰ متوفرة لأثارة اشباه المَوصِّلات . واما السرد التاريخي المهم لاكتشاف ليزرات اشباه الموصلات ، فقد أقدمت على استعراضه بصورة مختصرة في نهاية الفصل السابع .

وتتابعت في الوقت نفسه اكتشاف الليزرات السائلة والليزرات الكيماوية . وقد بنيت اولىٰ هذه الليزرات في اوائل عام 1963 ، ولكنها لم تحصل على الاهمية العملية نفسها كما للانواع الاخرىٰ .

وكما نعلم ، بدأت بحوث الليزر كأمتداد لمجال الميزر . واصلاً كانت الليزرات تدعىٰ بالميزرات البصرية ، وهناك الكثير من الكتب الاولىٰ والبحوث المنشورة تحمل تلك التسمية في عناوينها . واما تسمية الليزر فقد استخدمت في باديء الامر كتسمية عامية فقط ولكن في الآخر ازاحت التسمية المعقدة ، الميزر البصري وحلت محلها .

2.3 ليزرات الحالة الصلبة المعروفة* Common solid lasers

تُعد ليزر الياقوت ليست الاولى ولكنها الاكثر اهمية من بين انواع ليزرات الحالة الصلبة . فعنصرها الفعال يتمثل ببلورة الياقوت قرنفلية اللون . وتتم إثارتها

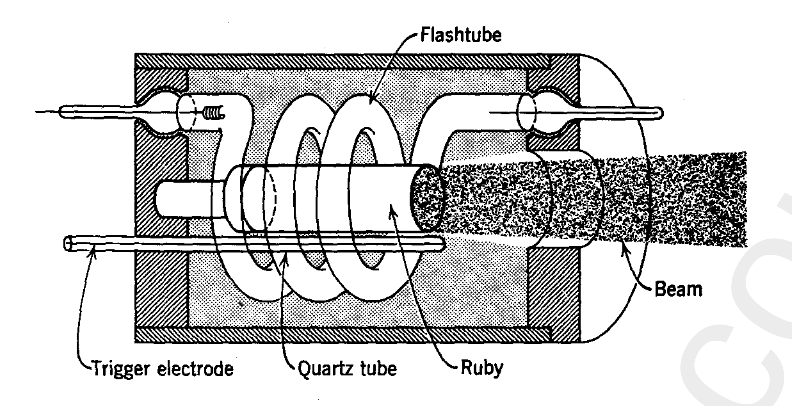
* ان العنوان العلمي الصحيح لهذا المقطع يجب ان يكون "الليزرات المعتمدة على الايونات في المواد الصلبة" .

عن طريق تشعيعها من مصباح وميضي . ومجهزة من عند نهايتيها المتقابلتين بسطوح عاكسة . ويوضح الشكل 2.1 الهيئة الاصلية لمثل هذا الليزر . وهي عبارة عن اسطوانة من الياقوت قطرها حوالي 1cm ، ويتراوح طولها ما بين 2 الى 10cm ، محاطة بملفات المصباح الوميضي . وقد قُطعت وصقلت الاوجه النهائية للبلورة بصورة متوازية ومن ثم طُلّي الوجهان بمادة عاكسة تسمح فقط بمرور جزء صغير من الضوء الساقط عليها .

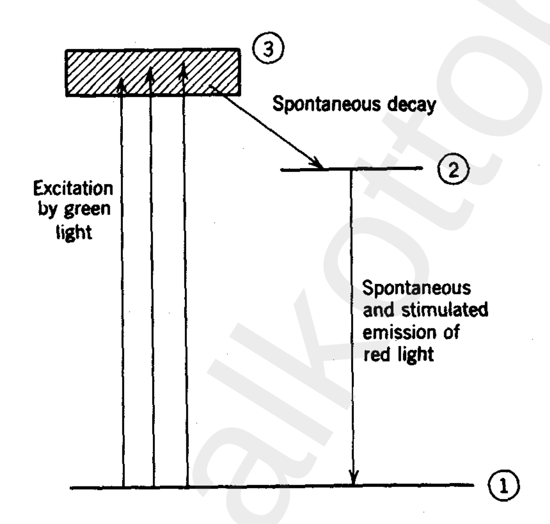
فعند قدح المصباح الوميضي ، يبعث وميضاً ذا لون اخضر وازرق لفترة زمنية قصيرة ، وهنا تعمل ايونات الكروميوم في الياقوت على امتصاص هذا الضوء من خلال نطاقاتها الامتصاصية العريضة broad absorption bands ، وبهذا يرتفع عدد من الايونات من حالة الهمود الى داخل العديد من مستويات الطاقة العريضة الواقعة فوق مستوى الهمود . ومن هذه المستويات ، يمكن لهذه الايونات ان تغيّر حالتها آنياً الى مستويات حادة أدنىٰ منها ، حيث تتجمع فيها الى درجة بحيث تصبح هذه المستويات ذات كثافة سكانية اعلى من الكثافة السكانية لمستوى الهمود ، وتحت مثل هكذا شرط ، يصبح الياقوت مُكبراً عند الطول الموجي 6943 Å .

ويمثل الشكل 2.2 ، تركيباً مبسطاً جداً ، لمادة ليزرية بثلاثة مستويات ، كالياقوت مثلاً . وقد استدلّ على حالة الهمود بالرمز 1 . وتتم عملية إثارة المادة الصلبة باشعة ذات ترددات قابلة للامتصاص من قبل النطاق الترددي العريض 3 . وتنتقل معظم الطاقة الممتصة عن طريق انتقالات سريعة وغير اشعاعية الى المستوى الوسطي الحاد 2 . واما الفرق بالطاقة ، فأنه يُمنح الى الشبيكة البلورية كطاقة حرارية . ويكون الابتعاث الاشعاعي المقترن بالانتقالات الآنية من المستوى 2 والى مستوى الهمود ، هي عبارة عن تفلور اعتيادي . ومثل هكذا تفلور يمكن ان يحدث حتىٰ تحت درجات اوطأ من الإثارة . واما اذا كانت شدة الاشعة المهيجة عالية بما فيه الكفاية ، فيمكننا عندئذ ان نحصل على وضع يكون فيه عدد الذرات المتواجدة في المستوى 2 اكبر من عدد الذرات المتبقية في مستوى الهمود .

كما ان الفوتونات المبتعثة آنياً والمنتقلة من خلال البلورة ستعمل على حث اشعة اضافية ، وبالتالي فإن هذا الابتعاث المحتث سيتراكب مع الابتعاث الآني السابق الذكر . وهنا يجب ان نذكر بأن سيكون هناك ابتعاث مستحث عندما تكون شعبية مستوى الهمود اكبر من شعبية المستوى 2 ، ولكن في هذه الحالة ستتغلب الانتقالات الامتصاصية على الانتقالات المستحثة وتكون النتيجة الصافية لهذه العملية هي خسارة في عدد فوتونات الاشعة المهيجة .



شكل 2.1 ليزر الياقوت



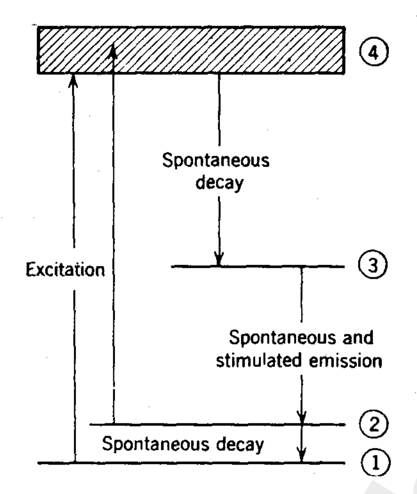
شكل 2.2 رسم تخطيطي مبسط لمستويات الطاقة ، لأيونات الكروميوم في الياقوت

ويمكن انجاز الشعبية المعكوسة بطريقة اسهل فيما اذا امتلكت المادة الفعالة ، مستوى اضافي اخر يشترك في دورة الفلورة . ويبين الشكل 2.3 ، دورة الفلورة لمثل هذه المادة الليزرية باربعة مستويات . وتتم عمليات التهيُّج والتبادل الاشعاعي في هذه المادة بنفس الكيفية كما هو الحال للمادة بثلاثة مستويات ، الاَّ ان الفرق الآن هو وجود مستوى اضافي يكون فارغاً في اغلب الاحيان ويقع فوق مستوى الهمود ، حيث تنتهي جميع الانتقالات التي تولِّد الضوء الليزري عند هذا المستوى

بدلاً من مستوى الهمود . وبناء عليه ، سيكون بالامكان ان تبدأ الفعالية الليزرية حالما يتواجد كثافة سكانية مناسبة في المستوى البدئي ، والذي رمزنا له في الشكل 2.3 بالرمز 3 . ويتبيَّن مما سبق بأن الليزر النبضية ذات الاربع مستويات لاتحتاج لأن تشتغل بنفس ميزة ليزر الياقوت المبذرة للطاقة والتي لايمكن الحصول منها على خارج ليزري مقابل الطاقة المصروفة لتهييج نصف عدد الذرات المتواجدة في مستوى الهمود .

وإن معظم ليزرات الحالة الصلبة الاعتيادية هي من النوع ذات الاربعة مستويات باستثناء ليزر الياقوت ، فهي تمتلك ثلاثة مستويات فقط . وتتكون هذه الليزرات الصلبة من ذرات او ايونات فعالة لفلز انتقالي او فلز أتربة نادرة او أكتين actinide ، مدفونين في بلورة ايونية صلدة او في زجاج . ففي حالة الليزر الياقوتية ، تكون البلورة المضيِّفة هي عبارة عن ياقوت ازرق sapphire ؛ بينما البلورات المضيِّفة المفضلة للعناصر الاخرى هي عبارة عن بلورات مختلفة من العقيق الاحمر garnets ، مثل عقيق اليتريوم - المنيوم ، Yttrium aluminum garnet ، والتنكستيت tungstates ، واغلبهم من النوع $CaWO_4$ والفلوريدات fluorides . كما ويستخدم في تقنية الليزرات نوعيات معينة من الزجاج ، وخاصة عندما يكون ايون Nd^{3+} هو العنصر الفعال . كما ويعتبر عنصر النيوديميوم العنصر المهم التالي بعد الياقوت وهو من اكثر المواد المعروفة استعمالاً في الليزرات الصلبة ، حيث له القابلية على انتاج اشعة ذات قدرة عالية في المنطقة تحت الحمراء وفي مناطق مختلفة من الطول الموجي ، ومن اكثرهم استخداماً هو الطول الموجي $1.06\,\mu m$. واما فيما يتعلق بعناصر الاتربة النادرة فيمكننا ان نقول بأن كل عناصر الاتربة النادرة تقريباً يمكن استخدامها في مثل هذه الليزرات الصلبة . فهذه العناصر تقوم بتجهيز اشعة متلاحمة عند عدد من الاطوال الموجية المحصورة مابين 0.6 و $2.6\,\mu m$.

• وتشترك الليزرات الصلبة من النوع الاعتيادي بخواص موحدة لاتتواجد في ليزرات اشباه الموصِّلات . فمثلاً ، تقوم المادة ومهما يكن حجمها ، في حالة الليزرات الصلبة الاعتيادية ، بوظيفة المضيِّف فقط ، اي لاتساهم بصورة مباشرة في الدورة الليزرية . واما المادة الفعالة فتتواجد بتراكيز قليلة عامة ، كالتركيز 1% او اقل منه ، وبالاضافة لذلك ، فأن تردد الاشعة المبتعثة هي ميزة من مميزات الايون المفرد مع بعض التحوير كنتيجة لتواجد هذا الايون في البيئة البلورية المندمج فيها . وكنتيجة لهذا ، يمكننا ان نسيطر ونحدد المحتويات الطيفية للخارج



شكل 2.3 رسم تخطيطي مبسط لمستويات طاقة ليزر باربعة مستويات .

الليزري عن طريق انتقاء المواد المستعملة وتعيين درجة حرارة التشغيل . وتصنع عادة الليزرات من هذا النوع على شكل قضبان لاتختلف كثيراً في الحجم عن قضبان الياقوت الموصوفة سابقاً . وتنجز الاثارة عن طريق الضّخ البصري ، وهذا يعني ، عن طريق تشعيعها بمصدر ضوئي آخر .

وتفهم الفعالية الليزرية عادة على انها تدل ضمنياً على عملية توليد الضوء باستخدام الليزر . ويمكن الحصول على الفعالية الليزرية فقط اذا كان بامكان المادة ان تتهيّج الى درجة تجعلها قادرة على التكبير في بعض مناطق الطول الموجي وبالاضافة لذلك اذا كان بالامكان تأسيس تغذية استرجاعية feedback دنيا في الحيز الذي يحوي المادة المكبرة . ويمكن انجاز هذه التغذية الاسترجاعية بوساطة المرايا العاكسة جزئياً . واستناداً لما تقدم ، ستشتغل الليزر كمولد ضوئي عندما يكون التكبير الناتج للضوء المار الى الامام والخلف اكبر بكثير مما يحتاجه للتعويض عن الخسارات الناتجة من مروره خلال الاوجه التي تحد البلورة وعن الخسارات المحتمل حدوثها كنتيجة لاستطارة scattering الضوء الناتجة من عيوب البلورة . وتعرف الصيغة الرياضية لهذا النص بشرط العتبة threshold condition . فهذا الشرط يربط الربح الادنى ، واعني ، التكبير الحاصل لكل وحدة طول من المادة الليزرية ، بالمميزات التصميمية للجهاز الليزري . وسيكون الاستعراض التفصيلي لهذا الشرط من اولى المهات التحليلية التي سنتطرق لها في الفصل الثالث .

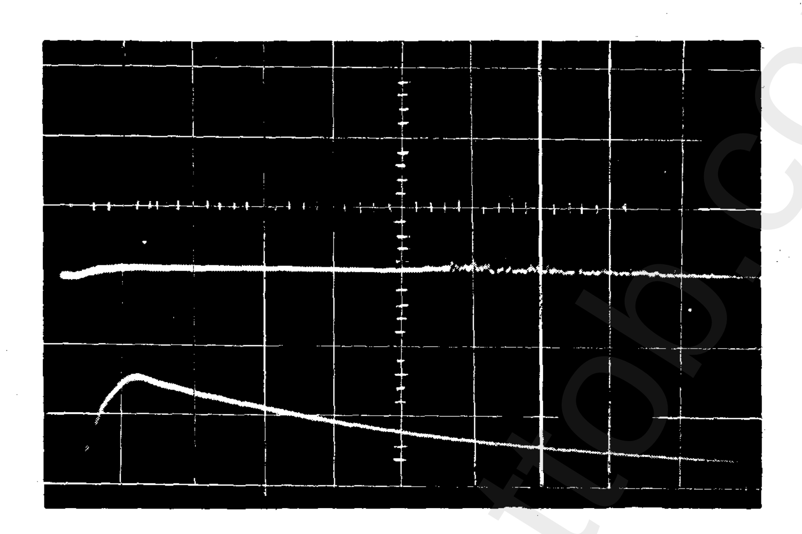
والآن لنلقي نظرة الى المستويات العليا في الاشكال 2.2 و 2.3 . فلقد ظهرت هذه المستويات كنطاقات عريضة فيما لو قورنت بالمستويات الاخرى . ويعتبر هذا الاتساع في عرض المستوى العلوي ضرورة عملية وذلك لعدم وجود مصادر اعتيادية للأشعة تكون قادرة على تجهيز طاقة كافية في نطاق ترددي ضيق . واما اذا كان في النية استخدام ليزر معينة لتهييج ليزر ثانية ، فعندئذ يكون من المقبول استخدام مادة ذات مستوى علوي ضيق . وتستخدم في الظروف الاعتيادية ، المصابيح الوميضية القديرة ، حيث تشغّل باقصى قدرة ممكنة لتقوم بتجهيز الإثارة الكافية للمواد ، كالياقوت مثلاً ، والذي له القابلية على استغلال الاشعة الساقطة عليه ذات الاطوال الموجية المحصورة ما بين 3800 و 6100A° .

ويكون تشغيل ليزرات الحالة الصلبة بصورة عامة متقطعاً . وهذا ناتج عن اسباب فنية . فمثلاً ، يكون من الصعوبة ايجاد مصدر قدير لضوء إثارة قادر على تجهيز الطاقة الضوئية بصورة مستمرة ؛ والسبب الآخر ناتج عن تحرر طاقة حرارية عظيمة في داخل اجهزة الليزر مما يتوجب التخلص منها . ولهذه الاسباب ، يتم تهييج ليزرات الياقوت الاعتيادية لفترات قصيرة تقدّر بقليل من الملي ثانية ، كما ويحدّد طول هذه الفترة الزمنية بفترة بقاء الوميض المهيّج .

وتعد عملية تصميم ليزرات صلبة تشتغل بالنظام المستمر ، الى حد بعيد تمارين هندسية . وقد تم تصميم عدد لابأس به من هذه الليزرات . ولغرض الحصول على تشغيل مستمر يكون من الضروري زيادة كفاءة عملية الاثارة وتحسين عمليات التبريد للمادة الفعالة .

ولو شغلت الليزر بالنظام النبضي او بالنظام الموجي المستمر ، فان الخارج الليزري منها سيعاني نبضّاناً سريعاً rapid pulsations كما وتحوي التقلبات التي تحدث في شدة الخارج الليزري على العديد من النتوّات المسمارية Spikes غير المنتظمة والتي تكون فترة بقائها بحدود 1μ sec . وبالامكان الحصول على نبضان منتظم ولكن تحت ظروف غاية في الدقة والسيطرة . ويبين الشكل 2.4 ، أثر الخارج الليزري الناتج من ليزر ياقوت نموذجية ويبين كذلك أثر الاشعة المهيجة . ونستخلص من هذا الشكل على ان عملية التفلور تبدأ مباشرة بعد بدأ التشعيع ، الا ان الابتعاث المستحث يبدأ في هذه الحالة بعد مرور حوالي 0.5msec . واما النتوّات المسمارية الظاهرة في الشكل فتعود الى النبضان السريع الحاصل في شدة الابتعاث المستحث . وهي مبينة بمقياس زمني ممتد في الشكل 2.5 . ويمكن ان نستدل من عدم انتظام هذه النبضانات ومن عدم امكانية استعادة صفاتهم نفسها

مرة ثانية ، على انها ناتجة او متأثرة بعدد غير قليل من العوامل . وسنأتي على مناقشة هذه النبضانات pulsations وطرق السيطرة عليها وبصورة مفصلة في الفصلين الرابع والسادس .

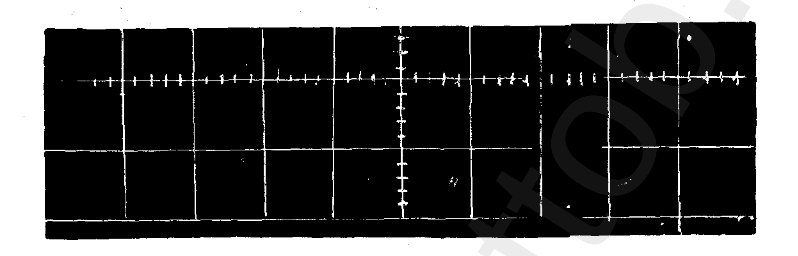


شكل 2.4 شدة الاشعة الخارجة من الياقوت كدالة للزمن : الاثر العلوي يمثل الضوء المبتعث من الياقوت ؛ والأثر السفلي يمثل الضوء المبتعث من مصباح وميضي ؛ مقياس الزمن هو 0.1msec/em :

ويعد التغيير في درجة حرارة الليزر ذات تأثير عميق ومن جوانب عديدة على دورة الفلورة . فهو يؤثر على زمن الانحلال التفلوري وعلى اتساع وموضع الخط التفلوري . وبالتالي ، فان كل هذه التغيرات ستنعكس بدورها على كفاءة الليزر . ولو تكلمنا بصورة عامة ، نقول بأن الزيادة في درجة الحرارة تؤدي الى تقصير زمن الانحلال التفلوري والى تعريض الخط التفلوري . وكلاهما يميل الى زيادة شدة ضوء الضخ الساقط اللازمة لتوصيل المادة الفعالة الى عتبة التذبذبات الليزرية . وان حدوث اية زحف في قم التردد التفلوري peak fluorescent frequency ، سيؤدي الى حدوث زحف في طيف الخارج الليزري . وبالاضافة لما ذكرناه ، فان اية زيادة في درجة الحرارة يمكن ان تزيد . وبصورة معتبرة ، شعبية المستوى الحدي في ليزر الاربعة مستويات ، وهذا يعني ، انه يعاكسنا بعامل كبت آخر للعتبة . وعلى كل حال ، فان هذا العامل يعتمد وبصورة وثيقة على بعد مستوى الهمود عن المستوى الحدي للانتقال الليزري . وخلاصة القول ، يصبح دائماً الحصول على الفعالية الليزرية صعب المنال عند الدرجات الحرارية العالية . ولم يكن بالامكان في

كثير من المواد الصلبة ، الحصول على الفعالية الليزرية الا عند درجة حرارة النيتروجين السائل او عند درجات حرارية اوطأ .

وكثيرا ماأستخدمت التسمية "طاقة العتبة threshold energy" كتسمية مفيدة لوصف الليزر الصلبة . فهي تمثل الطاقة الداخلة الصغرى اللازمة للحصول على الفعالية الليزرية . وهي ليست فقط ميزة من مميزات المادة وحدها ، ولكن حينما نقوم بعمل مقارنات بين طاقات العتبة ، يكون بالامكان الحصول على معنى فيزياوي مفيد فيما لو طبقت على تصميات متشابهة تستخدم مصادر ضخ متشابهة . ويتضح مما سبق على ان طاقات العتبة تقل كلما انخفضت درجة الحرارة .

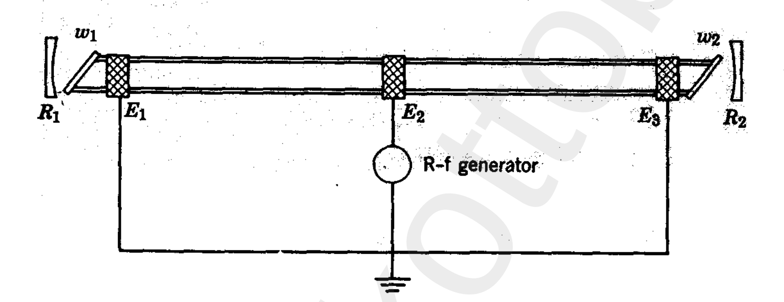


شكل 2.5 النبضان في الياقوت على مقياس ممتد : المقياس الزمني هو 5. μsec/cm

وتعد الليزرات الصلبة من اكثر الليزرات فائدة لتوليد نبضة ليزرية Laser pulse قديرة أمدها يقدر بحوالي واحد ملي ثانية او اقل وذات طاقة تصريفية تتراوح مابين 0.1 و 100J . وعلى الرغم من كون الاشعة المتولدة بوساطة الليزرات الصلبة تكون اكثر احادية الطول الموجي من الاشعة الناتجة عن المصادر الاعتيادية ذات الشدة الضوئية العالية ، الا ان الاتساع الطيفي Spectral width لها يكون اوسع بكثير من الاتساع الطيفي الناتج عن الليزرات الغازية . وتعتبر عملية تضمين modulation السعة او التردد للاشعة المتولدة بوساطة الليزرات الصلبة ، بصورة عامة عملية صعبة ، ولكن بامكان ليزرات الحالة الصلبة اعادة نفسها بسهولة لاستخدامها في توليد نبضات قصيرة للغاية وبشدة ذات قيمة قصوى عالية ، وذلك باستخدام تقنيات النبضة العملاق giant-pulse ، والتي سنأتي الى مناقشتها في الفصل السادس ، حيث يمكن توليد نبضات بشدة قصوى تقدر بملايين الواط وباطوال نبضية من النسق الواحد مايكروثانية .

2.4 ليزرات الغازات

لقد كان السؤال الذي يدور في افكار المبتكرين قبل ابتكار اول ليزر غازية ناجحة هو ، هل يحتمل ان تكون المادة الشغالة لجهاز ليزري هي عبارة عن غاز متهيج بوساطة التشعيع باستخدام مصباح طيفي . وكان الجواب ، باستثناء شيء ثانوي واحد ، عكس ماتوقعه المبتكرون . فقد انشأت بالحقيقة في عام 1962 ليزر غازية تثار بصرياً ، وبعد فترة طويلة ظهرت ليزرات عملية اخرى . فقد أنشأ العالم Gould ومساعدوه ليزر من بخار السيزيوم تهيج بوساطة اشعة صادرة عن مصباح من الهيليوم . وقد حققت هذه الليزر اهمية كبيرة لحقيقة تطابق خطوطها الطيفية مع العنصر المكون لها وبذلك تعتبر هذه الليزر اثرا باقياً وتذكاراً لكميات هائلة من الجهد والنقود صرفت لاغراض أعتقد انها لامعنى لها قبل انجاز هذه الليزر .



شكل 2.6 رسم توضيحي لليزر غازية تثار بترددات رايدوية . R_1 و R_2 مراتين كرويتين سطوحها العاكسة تواجه انبوبة التفريغ ؛ E_1 و E_2 و E_3 اقطاب مثبتة من خارج انبوبة التفريغ ؛ W_1 و W_2 شبابيك زجاجية منبسطة ومائلة بزاوية بريستر Brewster's angle .

وتحصل ليزرات الغاز العملية على اثارتها عن طريق تشكلية مختلفة من العمليات المعقدة التي تحدث في انبوبة التفريغ الكهربائي ، وبصورة رئيسية يمكننا ان نقول بأنها تحصل على اثارتها عن طريق الارتطام الالكتروني وعن طريق انتقال الاثارة فيما بين الذرات والجزيئات المرتطمة ببعضها البعض . ويبين الشكل 2.6 رسماً تخطيطياً للمواصفات المبدئية لليزر غاز نموذجية . حيث يتم حصر الغاز في انبوبة زجاجية او كوارتز يبلغ طولها حوالي 50cm وقطرها الداخلي حوالي 0.5cm . ويتم تهييج التفريغ الكهربائي بواسطة تيارات راديوية باستخدام اقطاب توضع على الجدار الخارجي للانبوبة . او حسب الاختيار يمكن تزويدها ايضاً باقطاب داخلية . وفي اي من الحالتين ، يكون تزويد التفريغ بالطاقة عن طريق

مصدر تيار مستمر او مصدر تيار متناوب واطيء التردد . واما التغذية الاسترجاعية فتنجز بواسطة المرآيا الخارجية مع التأكيد على كون ميلانها متراصاً وبصورة دقيقة مع احداثي الانبوبة المستعملة . وتصنع احدى هذه المرآيا لتكون شفافة جزئياً لتقوم بوظيفة فتحة الخروج للاشعة الليزرية . ويجوز ان تكون هذه المرآيا مستوية ، ولكن لأسباب سنذكرها فيما بعد ، يستحسن استخدام مرآيا كروية الشكل . واما الغلاف الزجاجي الخارجي فيكون محدداً بفتحات خروج مسطحة ومائلة عن محور الانبوبة بزاوية بريستر وذلك لأقصاء الانعكاسات الناجمة عن هذه الفتحات . وبالفعل فان هذه الفتحات المائلة بزاوية بريستر تسمح بمرور مركبة مستقطبة واحدة من دون انعكاس ، ولذلك يتم تصميم الليزر لتشتغل في اتجاه هذه المركبة المستقطبة . ومن المهم ان نذكر بأنه ليس من الضروري احاطة جوانب انبوبة التفريغ بحواجز او صفائح عاكسة وذلك لاسباب بصرية ، ولكن يتم عادة وضع الحواجز العاكسة على جوانب الانبوبة لاسباب امنية ولحماية العاملين المتواجدين بالقرب من الجهاز الليزري .

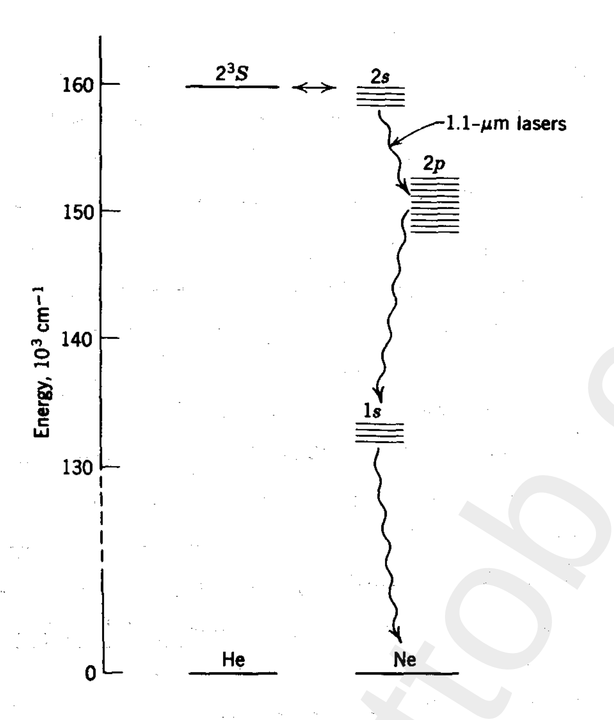
ويعتبر المصدر الاساسي للطاقة في انبوبة التفريغ الكهربائي هو التعجيل الناتج للالكترونات من تأثير المجال الكهربائي الموجود فيما بين الاقطاب الكهربائية . لذلك فان تهييج الاصناف الذرية او الجزيئية في الليزر الغازية ينتج عن التصادمات التي تحدث بينها وبين الالكترونات او في بعض الاحيان بينها وبين ذرات من اصناف اخرى ، بحيث يمكننا القول بانه قد حدث انتقال في طاقة الاثارة كنتيجة لعملية التصادم . وكأن تكون الذرات قد تهيجت بطريقة او باخرى ، فانها ستكون في اوضاع متعاقبة حسب تدرج مقياس الطاقة ، وبالتالي سينشأ وضع ساكن معين من عدم الاستقرار ، يكون فيه عدد الذرات المتواجدة في اية حالة State ثابتاً لايتغير . بالطبع يتطلب هذا الوضع بأن يكون المعدل الزمني التي تصل به الذرات الى حالة ما ، وكنتيجة لكل المسببات ، مساوياً للمعدل الزمني التي تترك به الذرات تلك الحالة ، وهذا يعني بان عدد الذرات في اية حالة يعمل على ترتيب نفسه ليؤسس حالة معينة من التوازن . واما تلك الحالات التي يكون منها الهروب بطيئاً ، فستجمع عدد ضخم من الذرات . وبشكل خاص ، سيكون ازدحام الذرات كبيراً في الحالات التي تدعى بالحالات الشبه مستقرة metastable states والتي تكون ذات طاقة اعلى من طاقة مستوى الهمود ولكن تتميز بكون الانتقالات الاشعاعية منها والى مستويات اوطأ محرمة حسب القوانين الانتقائية selection rules لميكانيك الكم .

واي كان الطريق للحصول على الشعبية المعكوسة ، فان سرعة استحداثها تعتمد على سرعة الاثارة وعلى المعدلات الزمنية للانحلال لكل المستويات التي تشترك في العملية التعاقبية Cascading process . مع العلم ان هناك العديد من العمليات تساهم في انحلال مستوى ما ومنها : العمليات الاشعاعية والصدامات الالكترونية والصدامات مع ذرات اخرى ومن ضمنها تلك الذرات المكونة لجدران الأناء الحاوي للغاز . وبالاضافة لهذه الظواهر ، يمكننا ان نعتبر ايضا احتمالية حدوث عملية القنص الرنيني للاشعة resonance trapping of radiation ، واعني به ، امتصاص الاشعة من قبل ذرات غير متهيجة اصلاً .

ويعتمد المعدل الزمني لحدوث الظواهر المذكورة آنفاً ليس فقط على تركيب الغاز بل يعتمد ايضاً على الضغط وعلى الشكل الهندسي للوعاء . وعلى الرغم من وجوب تأجيل مناقشة هذه العوامل بصورة تفصيلية ، ارى من الضروري ان اذكر بان تأثيراتها معقدة ومتداخلة الواحدة بالاخرى ، ولايمكن الوصول الى الفعالية الليزرية الا تحت ظروف تكون في الواقع استثنائية .

وتحوي احسن الليزرات الغازية المعروفة خليط من غاز الهيليوم He وغاز النيون Ne كمادة شغالة لها . وقد بنيت اولا مثل هكذا ليزر في عام 1960 من قبل Javan و Bennett و Herriott [12] في مختبرات بْلتلفون . وكان تصميمها الاصلي لكيما تشتغل في منطقة قرب تحت الحمراء ، لتبعث باشعتها عند عدة اطوال موجية تتمركز حول الطول الموجي 1.1 μm ، حيث تحصل ، اي الاشعة المبتعثة ، كنتيجة لأنتقالات تحدث فيما بين المجموعتين من مستويات النيون والتي يرمز لها بالرموز 2s و 2p ، على التوالي .

ويمكن توضيح عملية تشغيل هذه الليزر بمساعدة الرسم التخطيطي الجزئي لمستويات الطاقة في الشكل 2.7 ، والذي يبين مستويات الطاقة الدنيا للهيليوم والنيون . فالحالة 2^3S للهيليوم هي حالة شبه مستقرة ؛ اي ان الانتقال الاشعاعي المباشر منها والى حالة الهمود يكون محرماً ، ولكن يكون بامكان ذرة الهيليوم الوصول الى هذه الحالة الشبه مستقرة بعملية تصادم الكتروني . فعندما تتصادم ذرات الهيليوم المتواجدة في الحالة 2^3S مع ذرات النيون الموجودة في حالة الهمود ، تنتقل الأثارة الى ذرات النيون التي تنتهي بعدئذٍ في احدى الحالات 2s ، والذي يكون موضع اعلى حالة منهم على انخفاض $300 cm^{-1}$ تحت المستوى 2^3S للهيليوم . وعندئذٍ يمكن للانتقالات الاشعاعية ان تأخذ محلها من المستويات الاربعة 2s والى المستويات العشرة 2p . ويمكن ان تكون شعبية المستويات 2p اقل من



شكل 2.7 مستويات طاقة ذرات الهيليوم والنيون المساهمة في دورة تشغيل الليزر ذات الطول الموجي 1.1-μm .

شعبية المستويات 2s وذلك بسبب عدم وجود اي انتقال مباشر اليهم من المستوى 2^3S للهيليوم . كما ويعتمد الاستحداث الفعلي للشعبية المعكوسة على الوَفرة النسبية relative abundance لذرات كل من الهيليوم والنيون في الخليط ، ويعتمد كذلك على الدرجة الحرارية الالكترونية electron temperature . ولحسن الحظ ، انه لايمكن للمستويات 2p ان تزدحم فوق حد الاشباع ، لان لها المجال بأن تُصَّرف حالاً من شعبيتها عن طريق الانتقالات التي تحدث منها والى المستويات الدنيا 1s . ويعتمد نجاح هذا المخطط بصورة فعلية على تحديد النسب الصحيحة بين المعدلات الزمنية للاثارة والمعدلات الزمنية للاضمحلال والتي يتم تحديدها من معرفة ضغط الغاز ومن معرفة القدرة المبذولة خلال التفريغ الكهربائي ، وايضاً من معرفة نصف قطر انبوبة التفريغ ، الذي يدخل في اعتباراتنا هنا بسبب مايحدث من تصادم بين الذرات المتهيجة وجدران الانبوبة .

وبالاضافة لما سبق ، نقول بأن هناك صلة عرضية اخرى بين مستوى الطاقة الشبه مستقر للهيليوم ومجموعة اخرى من مستويات طاقة ذرات النيون ، والتي

تكون مسؤولة عن انتاج اشعة الليزر المرئية والمعروفة بالطول الموجي 6328 Å وعن اشعة الليزر تحت الحمراء ذات الطول الموجي 3.39 μm .ولقد ادى الاختيار المقترح سابقاً ، والذي يكمن في نقل الاثارة من ذرات الهيليوم الى ذرات النيون ، الى جعل عملية الوصول الى الامتصاص السالب negative absorption في النيون عملية سهلة ، ولكن هذا لايعني انه ضروري في كل الحالات . لانه بالامكان الوصول الى الامتصاص السالب في غاز النيون النقي ايضاً ، وهذا ينطبق ايضاً على غازات نبيلة اخرى تكون في حالة نقية ، على شرط ان تحفظ الكثافة الالكترونية للغاز النقي في داخل انبوبة التفريغ عند حد مناسب مع مراعاة اختيار ضغط الغاز وابعاد الانبوبة لمنع المستويات الحدية terminal levels من الوصول الى حالة فوق الاشباع over population . وتعتبر ليزرات النيون الموضحة آنفاً من ليزرات الغاز الذرية النموذجية ، ماعدا الجانب المتعلق بانتقال الاثارة من الهيليوم ، فهو غير موجود في الغازات الاخرى . كما ويكون التفريغ في هذه الليزرات من نوع التفريغ التوهجي glow discharge وباستخدام تيار كهربائي بحدود 10 mA . ويحمل الطيف الضوئي المبتعث من هذه الليزرات صفات الطيف للذرة الكاملة . وبالاضافة لما مضى ، فان هذه الليزرات تكون في اغلب الاحيان ذات تشغيل مستمر continously operated . وعلى الرغم من ان القدرة المتوسطة الخارجة لهذه الليزرات تكون بحدود 1 mW ، الا انها تعتبر ذات طيف معرف ونقي جداً . كما وتعتبر ليزر الغاز الذرية فيما اذا توفرت لها شروط التشغيل الجيدة من احسن المصادر الضوئية احادية الطول الموجي ، بالاضافة الى كونها مصادر ضوئية مستقرة ذات اشعة متلاحمة بشدة متوسطة .

ويمكننا الحصول على ابتعاث مستحث من ايونات الغازات النبيلة باستخدام اقواس التفريغ الكهربائي ذات التيار الشديد . وتشغل مثل هذه الليزرات الايونية بمصادر طاقة قادرة على تصريف نبضات من التيار الكهربائي قصيرة المدى بحدود 100 Å وفولتية بحدود 10kV . فتكون القيمة القصوى للأشعة الخارجة لمثل هذه الليزرات بحدود 1W . وتكون محتويات الطيف الليزري الخارج غير محددة بدقة فيما لو قورنت باطياف ليزرات الغاز الذرية atomic gas lasers .

وتعتمد الليزرات بالاضافة لما سبق على استخدام الاطياف الجزيئية لعدة مواد ، واكثر المواد استعمالاً ، ثاني اوكسيد الكاربون ، والنيتروجين وبخار الماء .

فيمكن الحصول على الابتعاث المستحث من غاز ثاني اوكسيد الكاربون النقي ، وإن كان معروفاً ان ليزرات ثاني اوكسيد الكاربون القديرة تحوي عاذة خليطاً من ثلاثة غازات هي : النيتروجين والهيليوم وثاني اوكسيد الكاربون . حيث تتم عملية الاثارة لجزيئات النيتروجين بالتصادم الالكتروني ، حيث تثار الى مستوى طاقة ذات مدى عمر طويل نسبياً ، وبعد ذلك يمكن لجزيئات النيتروجين المثارة ان تمنح طاقتها المكتسبة الى جزيئات ثاني اوكسيد الكاربون بعمليات تصادمية ايضاً . ان دور جزيئات النتروجين هنا مشابهاً لدور ذرات الهيليوم في الليزرات التي تستخدم الهيليوم والنيون . اما دور غاز الهيليوم هنا فمختلف كلياً . فهو يساعد في هذه الليزر على اكتساب أو اخذ الطاقة من جزيئات CO_2 الموجودة في المستوى الحدي للانتقال الليزري ، وبهذا يكون فعلياً هو العامل المؤثر على حفظ فرق الشعبية بين المستويات المعنية لبقاء استمرارية الفعالية الليزرية . وعلى الرغم من اهمية استخدام انابيب تفريغ غازية ذات اقطار صغيرة في حالة الليزرات الذرية ، الا ان الحالة مختلفة في الليزرات الجزيئية . فمثلا تصمم ليزرات ثاني اوكسيد الكاربون بطول يصل الى عدة امتار وقطر يتجاوز الرقم 10cm . وتتوفر هذه الانواع من الليزرات الضخمة بقدرة خارجة تصل الى عدة مئات من الواط وذات تشغيل مستمر وبطول موجي $10.6\,\mu m$. كما ويعتبر غاز النتروجين مانحاً للطاقة جيد ويلائم العديد من الجزيئات مثل :CO و N_2O و CS_2 كما ويمكن استخدامه لوحده كمادة فعالة لتوليد الليزر ، حيث يعتبر N_2 مصدراً للاشعة المتلاحمة لعدة نطاقات ترددية واكثرها وضوحاً تلك المحصورة في الحيز 0.87 , 0.89 , 1.05 و $1.23\,\mu m$. كما تقوم الانتقالات الذرية والايونية للنيتروجين بتجهيز تشكيلة مختلفة اخرى من الخطوط الليزرية . اما بخار الماء فيمكن استخدامه كمادة فعالة لتصميم ليزرات جزيئية بعدة اطوال موجية في منطقة الاشعة تحت الحمراء الدنيا . كما تم تصميم ليزرات غازية ، استخدم فيها ذرات وايونات الهالوجينات والغازات الجوية كمواد فعالة . كما تم استحداث الاهتزازات الليزرية في كثير من المواد وهي في الحالة البخارية واهمها مادة الزئبق .

وخلاصة الكلام ، نقول بأنه قد تم دراسة وملاحظة اكثر من مائة خط طيفي منفصل الواحد عن الاخر ، وناتجة عن الابتعاث المستحث لبعض العناصر والمركبات . ويقدَّر عدد الليزرات الغازية المصممة باكثر من 2000 جهاز ليزري . وعلى الرغم من ان جميع الخطوط المرئية لم تؤدي الى نشوء ليزرات عملية ، الا ان هذه التشكيلة وهذا العدد من الليزرات تعتبر ذات فائدة عظيمة . وقد شهدت الناحية التكنولوجية في المجال الليزري ، تقدماً ملحوظاً في صناعة وتصميم انواع اخرى من الليزرات .

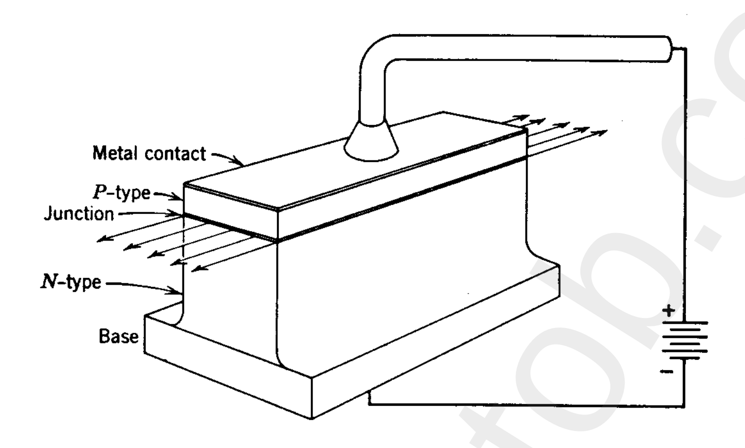
2.5 ليزرات أشباه الموَصّلات Semiconductor lasers

تختلف ليزرات اشباه المَوصّلات في المظهر والحجم وطريقة الاثارة فيما لو قورنت بليزرات الحالة الصلبة بنوعيها البلورية والزجاجية الموضحة في المقطع 2.3 . ولكنها تشترك في صفات ومزايا اخرى ، كوْنها تستخدم الوسائل نفسها كالابتعاث المستحث والشعبية المعكوسة لخلق واستحداث وسط فعال له القابلية على التكبير .

إن اشباه الموصلات تختلف عن بقية المواد الاخرى من حيث التركيب الداخلي لمستويات الطاقة . فمثلاً ، نجد في البلورات الايونية وكذلك بالنسبة للأيونات المزروعة في مواد زجاجية ، بأن كل فرد من الايونات يمتلك مستويات طاقة خاصة به ، ولربما يحدث فيها بعض التحويرات كنتيجة لتفاعلها مع مجالات الذرات المجاورة . فلذلك يكون انبعاث وامتصاص الضوء هو نتيجة للانتقالات الحاصلة بين هذه المستويات . بينما اذا تكلمنا عن تركيب مستويات الطاقة لاشباه الموصلات ، نرى ان هذه المستويات تمثل صفة من الصفات الداخلية للبلورة ككل . وفي الواقع يمكن تلخيص النظرية المعقدة لاشباه الموصلات (وبصورة مناسبة) بقولنا ، على ان مستويات الطاقة لبلورة نقية من شبه موصل يمكن ان تُجمع وتصنَّف كنطاقات ترددية ، حيث يحوي كل نطاق ترددي band عدداً ضخماً من المستويات مفصولة عن بعضها البعض بمسافات صغيرة جداً . والنطاقات نفسها مفصولة عن بعضها بفجوات يُعتبر مداها ذات طاقة محرمة . وعند الدرجات الحرارية الدنيا تكون فقط النطاقات الترددية الدنيا من شبه المَوصِّل مليئة بالالكترونات تماماً . ويدعى اعلى نطاق ترددي مليء بالالكترونات بنطاق التكافؤ Valence band ؛ ويدعى آدنى نطاق ترددي خالي من الالكترونات بنطاق التوصيل conduction band . فتحصل عملية الاثارة في مثل هذه البلورة ، بانتقال الكترون من نطاق التكافؤ الى نطاق التوصيل ، وهذا يعني خلق فجوة الكترونية موجبة hole في نطاق التكافؤ . وتحدث هذه الاثارة مثلاً ، بامتصاص الضوء من قبل شبه المَوصِّل . وبالعكس ، عندما يتحد الكترون من نطاق التوصيل بفجوة الكترونية من نطاق التكافؤ ، تكون النتيجة ابتعاث اشعة من شبه المَوصِّل .

وعند اضافة شوائب معينة (مانحة donors) الى شبه المَوصِّل ، تزداد عدد الالكترونات في نطاق التوصيل ، وتدعى البلورة الناتجة بعد اضافة هذا النوع من الشوائب بشبه موصل سالب n-type . واذا اضيف شوائب (قابلة acceptors) فانها تخلق فجوات الكترونية موجبة في نطاق التكافؤ ، والمادة الناتجة في هذه الحالة تدعى بشبه موصل موجب p-type .

ويمكن الحصول على ابتعاث ضوئي عند الوجوه الداخلية او عند ملتقىٰ شبه الموصل السالب والموجب junction ، وذلك يتم بتطبيق جهد كهربائي خارجي يعمل على تحريك كل من الالكترونات والفجوات لدخول منطقة الملتقى junction ، وتدعى هذه العملية بحقن الحاملات carrier injection .



شكل 2.8 تركيب ليزر ثنائي البلوري الاتصالي

ويبين الشكل 2.8 ، تركيباً تخطيطياً لليزر يُستخدم فيها ملتقى من اشباه الموَصِّلات . حيث يتكون الوسط الفعال من رُقاقة بلورية مفردة ومختارة من مجموعة المركبات V- III ، مثل GaAs ، وتكون ابعادها بحدود 1mm . ويتم تحضير ملتقىٰ الموجب والسالب p-n junction بالسماح لعنصر قابل (مثال Zn) لأن ينتشر خلال احد وجوه بلورة تكون بالاصل حاوية على عنصر مانح (مثال Te) ، وتكون مساحة الملتقىٰ بحدود 10^{-4} cm^2 . بينما يكون سِمك الملتقىٰ الذي يصدر عنه جميع الضوء ، عدد قليل من المايكرونات few μ m .

واما المجال الكهربائي فيسلط بشكل نبضة أمدها بحدود واحد مايكرو ثانية ؛ ويلزم لاستحداث مثل هذه النبضة ان تكون القوة الدافعة الكهربائية بحدود 1.5V . واما تيار الملتقىٰ فيشكل دالة غير خطية تعتمد على الجهد المسلط ؛ فعند زيادة الجهد تزداد شدة التيار بصورة واضحة وسريعة الى ان تقترب قيمة الجهد المسلط من قيمة فرق جهد الفجوة الموجودة بين نطاق التكافؤ ونطاق التوصيل . ويمكن خلال هذه العملية ملاحظة الابتعاث الضوئي حتىٰ عندما تكون كثافة التيار

الكهربائي منخفضة نسبياً . وتدعى الاشعة المبتعثة تحت هذه الظروف بأشعة إعادة الألتئـــام recombination radiation ، لأنهـــا تظهر عنـــدمـــا تلتئم الفجوات الالكترونية والالكترونات مع بعضها ويصحب هذه العملية ابتعاث طاقة على شكل فوتونات photons .

وحينما يراد تحضير دايود ملتقى junction diode لاستخدامه كوسط فعال في ليزر ما ، تقطع سطوحه الامامية والخلفية عمودياً على مستوى الملتقى ومتوازية مع بعضها البعض . فتتشكل هذه السطوح المرآيا الحدية عند نهايتي جهاز الليزر . ومن ناحية اخرى ، تكون في العادة قيمة معامل الانكسار لبلورة شبه الموَصِّل كبيرة جداً ، فلذلك يكون ليس من الضروري زيادة معامل الانعكاسية reflectivity للسطوح الحدية ، اي ليس من الضروري تغطيتها بطلاء عاكس .

اما السطوح الجانبية للبلورة فتصنع عادة بحيث انها تحيد بزاوية صغيرة او تصقل صقلاً خشناً لتجنب إعادة توليد الاشعة في الاتجاهات غير المرغوب بها .

وحينما تزداد قيمة التيار الكهربائي المار خلال الملتقى لأشباه الموَصِّلات ، يكون التغيير في شدة الضوء المبتعث من هذه المنطقة تغييراً خطياً حتى تبلغ قيمة التيار الكهربائي حد العتبة threshold ، اي مايكافئ عدة مئات من الامبير لكل سنتمتر مربع . وعند بلوغ التيار حد العتبة ، يكون التغيير في الشدة سريعاً ، ويكون نمط الاشعة موجهاً توجيهاً جيداً ، ويصبح العرض الطيفي للاشعة المبتعثة اكثر ضيقاً .ولذلك يمكننا ان نقول بأن هذه الظواهر هي صفات مميزة تؤكد لنا بدء الابتعاث المستحث .

ويكون تشغيل ليزرات اشباه الموَصِّلات بصورة عامة تشغيلاً متقطعاً والسبب في ذلك يعود الى الحرارة الكبيرة المتولدة والمبددة خلال الملتقى . والسبب الآخر ، يتعلق باعتماد الصفات الخاصة باشباه الموَصِّلات ، والتي تؤخذ بنظر الاعتبار في تشغيل الليزر ، اعتماداً كبيراً على درجة الحرارة . ولأسباب سناتي على ذكرها في الفصل السابع ، تشَّغل الليزرات الاتصالية junction lasers عند درجة حرارة النتروجين السائل (77°K). ويكون الاتساع الطيفي للأشعة الخارجة من ليزر شبه الموَصِّل اكبر بعدد من المرات من الاتساع الطيفي للاشعة الخارجة من ليزر الياقوت او ليزر عناصر الاتربة النادرة rare-earth laser .

ويشتغل الليزر الاتصالي من النوع GaAs مابين 8400 و 8500 انكشتروم ، وهذا المدىٰ من الاطوال الموجية ناتج من اعتماد الليزر المذكور على درجة الحرارة . كما وتقوم المركبات المشابهة الاخرىٰ مثل—InSb, InP, InAs, GaP او خليطها (مزيج من هذه المركبات) ، بتجهيزنا بتشكيلة واسعة من المواد الليزرية . واما من الناحية التقنية ، فيكون بالامكان ضبط تردد الاشعة الخارجة من جهاز الليزر وذلك بضبط نسب تركيب الخليط المستعمل كمادة فعالة ، وهذا يسمح لنا في حالة استخدام خليط من المركبات المذكورة اعلاه ، ان نضبط التردد لمدىٰ يشمل كل منطقة الاشعة الحمراء للطيف ويستمر الى قرب منطقة الاشعة تحت الحمراء ، اي اقل من 1.0 μm . كما وتؤدي التغيُّرات الحاصلة في توزيع الذرات المانحة والقابلة الى حدوث تغيُّرات محسوسة في تردد الاشعة الخارجة . ولهذا السبب يكون تردد الاشعة الخارجة من ليزرات اشباه المَوصِّلات اقل دقة واقل تعريفاً فيما لو قورن بالانواع الاخرىٰ من الليزرات . واما الطاقة الخارجة لنبضة مفردة فأنها اصغر بكثير من طاقة نبضة مفردة مستحصلة من ليزرات الياقوت والنيوديميوم . ومن ناحية اخرىٰ ، يمكن لبعض ليزرات اشباه المَوصِّلات ان تنبض 100 الى 1000 نبضة لكل ثانية . كما وتعتبر كفاءة التحويل conversion efficiency لليزرات اشباه المَوصِّلات هي الاعلىٰ على كل الليزرات . فقد تم عملياً ملاحظة كفاءات تحويل تصل الى اعلى من 70% . وبما ان عملية الاثارة لهذه الليزرات تتم عن طريق تمرير تيار كهربائي خلال المادة الليزرية ، لذا يكون بالامكان هنا تّضمين modulate الخارج الليزري وذلك عن طريق تضمين تيار الإثارة .

ولاتعتبر طريقة حقن الحاملات carrier injection ، الطريقة الوحيدة لأثارة اشباه الموصلات ، كما ولاتعتبر مجموعة المركبات III-V ، المجموعة الوحيدة المستعملة كمواد ليزرية فعالة . فهناك طرق اخرىٰ لأثارة ليزرات اشباه الموصلات كاستخدام حزم الكترونية electron beams او استخدام الضخ البصري optical pumping . وبأضافة هذه الطرق من الأثارة وكذلك إشراك مواد شبه مَوصِّلة مثل PbTe , PbSe , PbS , CdS , ZnS , ZnO, يصبح مدىٰ الطول الموجي التشغيلي لليزرات اشباه المَوصِّلات ممتداً من 0.3 والى 30 μm . وستشكل هذه الليزرات المادة الموضوعية للفصل السابع .

2.6 ليزرات السوائل Liquid lasers

تحصل ليزرات السوائل على الأثارة بطريقة التشعيع وباستخدام مصباح وميضي flash lamp . واما الشكل العام لكل من مصدر الأثارة والمادة الفعالة فمشابه لما

هو مستخدم في ليزرات الحالة الصلبة . والفرق الوحيد المستحق ذكره ، مابين مظهر ليزرات الحالة الصلبة والليزرات السائلة ناتج عن كون معامل التمدد الحجمي الحراري للسائل ذات قيمة عالية . فالمادة الليزرية السائلة لايمكن حصرها في وعاء زجاجي او كوارتز ، بل يجب اعطاؤها بعض المجال لكيا تتمدد حجمياً او جعل طول انبوبة الليزر قابلاً للتغيير .

وتتكون أحدى انواع الليزرات السائلة من محلول كلاّبيّ لأتربة نادرة . وهذا المحلول هو عبارة عن مركب معدني - عضوي يكون فيه الايون المعدني محاطاً بذرات من الاوكسجين مُرتبة عند رؤوس ثمان اوجه رتيب او مكعب رتيب ، بالاضافة الى كون ذرات الاوكسجين نفسها هي اعضاء في مجموعة كيتون Keton group في المركب العضوي . كما يتواجد هذا المركب في الحالة الايونية ، لذلك تتعادل الشحنة الموجبة للايون المعدني مع الشحنات السالبة للايونات العضوية . وتم عملية الامتصاص للضوء الساقط في القسم العضوي من الجزيئة . وتنتقل بعدئذٍ الاثارة بدفعات الى الايون المعدني ، وبهذا تزداد الشعبية في مستوى الطاقه للايون المعدني . وبالتالي سيكون هناك ابتعاث مستحث من هذا المستوى فيما اذا توفر مستوٍ طاقة اخر أدنى وفارغ . ولكيا تؤدي هذه الخطوة الى استحداث الشعبية المعكوسة ، يكون ضرورياً ان تمتلك الليكاند العضوية organic ligands مستويات طاقة شبه مستقرة قرب مستويات طاقة ملائمة للايون المعدني لكيا تتم عملية نقل الاثارة . واما انواع الليكاند العضوية المستعملة فتشتمل على البنزويل أسيتونيت benzoylacetonate ، والدايبنزويل ميثايد dibenzoylmethide ، والبنزويل ترايفلورو أسيتونيت benzoyltrifluoro acetonate . واما الايون المعدني الاكثر ملائمة فهو Eu^{3+} .

وتمتلك المواد الليزرية الكلاّبية chelate ، امتصاصية عالية في المنطقة الطيفية لضوء الاثارة . وتشكل هذه الامتصاصية العالية مشكلة صعبة من وجهة نظر التصميم الليزري ، وذلك بسبب الاضمحلال السريع لأشعة الاثارة خلال المليمتر الاول من المسافة المقطوعة خلال المادة ، ولهذا السبب يسهل فقط إثارة الانابيب الرقيقة جداً من السائل بصورة فعلية . وهناك ظاهرة ضارّة اخرىٰ ، تأتي من كون غالبية المذيبات تسبب تحليل جزئي للمحلول الكلاّبي . فتكون عندئذٍ الايونات المختلفة في هذا المحلول غير المتجانس ، محاطة بانواع مختلفة من البيئات مما يؤدي الى امتلاكها صفات طيفية تختلف فيما بينها الى حدٍ ما . واخيراً ، فأن المذيب يجعل عملية انتقال الطاقة غير كفوؤة وذلك لقيامه بتجهيز طرق مختلفة لتبذير

الطاقة المخزونة في الليكاند الشبه مستقرة . وكنتيجة لهذه العوامل المضادة ، يكون تعامل الليزر الكلاّبية واستخدامها للطاقة اقل كفاءة فيا لو قورنت بالليزرات الصلبة . وتعتمد قيمة الطاقة اللازمة لاثارة هذا النوع من الليزر حتى حد العتبة ، اعتماداً قوياً على درجة الحرارة . مع العلم اننا نحتاج الى طاقة تقدر بعدة مئات من الجول لتوصيل ليزر صغيرة جداً من النوع الكلاّبي الى حد العتبة .

واما النوع الاكثر كفاءة من المواد الليزرية السائلة ، فيتكون من محلول ايونات النيوديميوم المذابة بحامض لايحوي عنصر الهيدروجين . لانه لو وجد الهيدروجين في تكوين الحامض المذيب ، فأن التذبذبات الجزيئية للهيدروجين تعمل على سلب الاثارة من الايونات المعدنية . فالمذيب الملائم لمادة Nd_2O_3 ، يتكون من خليط المركبين $SeOCI_2$ و $SnCI_4$. ويقوم هذا السائل الاكّال corrosive بتزويدنا بمادة ليزرية لمدى واسع من تركيز ايونات Nd . وتتم عملية الأثارة في هذه الحالة عن طريق الامتصاص المباشر لضوء الأثارة من قبل ايونات Nd ، بالضبط ، كما هو عليه في ليزرات النيوديميوم الصلبة . وتنتج الفعالية الليزرية عند الطول الموجي $\lambda = 1.056\ \mu m$. ويمكن مقارنة الكفاءة المستحصلة في هذه العملية بكفاءة ليزر الياقوت ، كما ويمكن مقارنة طاقة إثارة العتبة لهذه الليزر بنفس مستلزمات ليزرات الاربعة مستويات الجيدة .

وتعتبر ليزرات الصباغ العضوية organic dyes المتفلورة من احدث وأشهر انواع الليزرات المستخدمة للموائع ، حيث تم إثارتها عن طريق التشعيع باستخدام ليزرات صلبة او مصابيح وميضية قوية . وتعتبر هذه الليزرات الصباغية dye lasers ، مصادر ملائمة يمكن مؤالفتها tuneable لتوليد اشعة مرئية متلاحمة .

References

المراجع

1. J. P. Gordon, H. J. Zeiger, and C. H. Townes, The maser—New type of amplifier, frequency standard, and spectrometer, *Phys. Rev.*, **99,** 1264–1274 (1955).
2. J. R. Singer, *Masers,* Wiley, New York, 1959.
3. G. Troup, *Masers and Lasers,* Methuen, London, 2nd ed., 1963.
4. A. E. Siegman, *Microwave Solid State Masers,* McGraw-Hill, New York, 1964.
5. A. Yariv, *Quantum Electronics,* Wiley, New York, 1967.
6. J. Weber, Masers, *Rev. Mod. Phys.*, **31,** 681–710 (1959).
7. B. A. Lengyel, Evolution of masers and lasers. *Am. J. Phys.,* **34,** 903–913 (1966).
8. A. L. Schawlow and C. H. Townes, Infrared and optical masers, *Phys. Rev.*, **112,** 1940–1949 (1958).
9. T. H. Maiman, Stimulated optical radiation in ruby. *Nature,* **187,** 493–494 (1960).
10. T. H. Maiman, R. H. Hoskins, I. J. D'Haenens, C. K. Asawa, and V. Evtuhov, Stimulated emission in fluorescent solids II. Spectroscopy and stimulated emission in ruby, *Phys. Rev.*, **123,** 1151–1157 (1961).
11. R. J. Collins, D. F. Nelson, A. L. Schawlow, W. Bond, C. G. B. Garrett, and W. Kaiser, Coherence, narrowing, directionality and relaxation oscillations in the light emission from ruby, *Phys. Rev. Letters,* **5,** 303–305 (1960).
12. A. Javan, W. R. Bennett, Jr., and D. R. Herriott, Population inversion and continuous optical maser oscillation in a gas discharge containing a He-Ne mixture, *Phys. Rev. Letters,* **6,** 106–110 (1961).



الاثارة والمشاكل التذبذبية في النظرية الليزرية

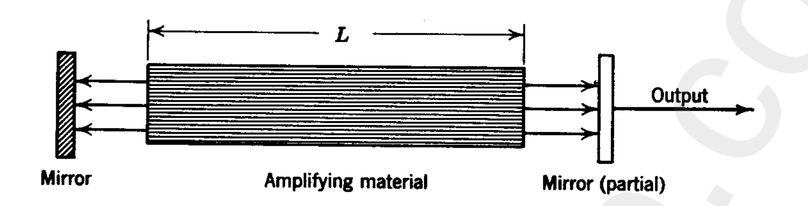
Excitation and oscillation problems in laser theory

تضعنا عملية اثارة المواد الليزرية للحدود اللازمة لاستحداث الفعالية الليزرية ، امام مشاكل تحليلية كثيرة نواجهها في انواع مختلفة من الليزرات . وفي هذا الفصل ، سنتطرق الى شرح ومناقشة هذه المشاكل والصعوبات ، بالاضافة لتلك المشاكل التحليلية الناجمة من حقيقة كون الليزرات هي عبارة عن تراكيب رنانة ذات ترددات متميزة وصيغ تذبذبية تمثل توزيعا معينا ومستقرا لمجال كهرومغناطيسي في الليزر . وعلى الرغم من اعتماد مشاكل الاثارة على المشاكل المتعلقة بالتركيب الصيغي الى حد ما على بعضها البعض ، الا اننا سنركز اهتمامنا في البدء على المادة الليزرية ، مهملين بالوقت نفسه الدخول في تفاصيل تأثير الاعتماد الترددي الناتج من التخوم المحددة boundaries للمادة الليزرية ، وهكذا ستنحصر مناقشتنا للتخوم المحددة التي تحدد الليزر ، فقط في المقاطع الثلاث الاولى من هذا الفصل ، على اعتبارهم المسببات الرئيسية للخسارة الحاصلة في الاشعة ، والتي يتوجب التعويض عنها في عملية التكبير . واما في المقاطع التالية فسنركز اهتمامنا على عملية حصر وتقيد الاشعة في الليزر ذات الابعاد المحدودة وكذلك على الانتقائية الترددية frequency selectivity الناتجة من التركيب الرنان . واما النتائج التقنية لوجود وطبيعة التركيب الرنان ، فسنأتي على شرحه في المقاطع الاخيرة من الفصل .

ولقد حوَّرت المناقشة في هذا الفصل بطريقة تجعل النتائج تنطبق اوليا على ليزرات الياقوت والليزرات الغازية . كما اعطي بعض الانتباه الى ليزرات الاربعة مستويات ، مثل النيوديميوم . واما المشاكل النوعية الناتجة من عمليات الاثارة والتركيب الصيغي لليزرات اشباه الموصلات ، فلم نتطرق اليها هنا بل حفظت لغرض مناقشتها في الفصل المتعلق بتلك الليزرات .

3.1 شرط العتبة The threshold condition

يتكون الجهاز الليزري من زوج من المرايا المتوازية ، توضع بينهما قطعة من مادة فعالة لتقوم بعملية التكبير ضمن منطقة ترددية محدودة . وموضح مثل هذا الجهاز تخطيطياً في الشكل 3.1 ، وقد ازيحت المرايا العاكسة عن المادة الفعالة كما يتبين من الشكل . وقد رمز لطول المادة الفعالة بالحرف L ، وللمسافة البصرية بين



شكل 3.1 رسم تخطيطي لجهاز ليزري

العاكسين بالحرف L . واما اذا كانت المرايا العاكسة مترسبة على السطوح النهائية end surfaces للمادة الفعالة ، فعندئذ تكون المسافة البصرية هي $L' = \eta L$ ، حيث η هو معامل انكسار المادة الفعالة . وهذا يلائم ليزرات الياقوت الاعتيادية . واما في الليزرات الغازية فان معامل انكسار المادة الفعالة يساوي واحدا تقريبا ، ولكن في اغلب الاحيان ، توضع المرايا العاكسة خارج حيز الوسط الفعال ، ولذلك يكون ايضا $L' > L$.

وفي الجهاز الليزري ، يجب ان تكون احدى المرايا على الاقل نافذة جزئيا ، وبهذا يكون معامل انعكاسها اقل بكثير من المقدار واحد 1 . وبالطبع يعرف معامل الانعكاس او الانعكاسية r ، على انها الجزء المنعكس من الشدة الضوئية . ولذلك فعند كل عملية انعكاس ، سوف لايرجع الجزء الذي مقداره (1-r) من الشدة الضوئية الى داخل الجهاز الليزري . فلو رمزنا لمعاملات انعكاس المرايا بالرموز r_1 و r_2 على التوالي ، فسوف تضمحل الطاقة الموجية في دورة مرور كاملة ذهاباً واياباً ، بسبب الانعكاس غير الكامل ، بعامل مقداره $r_1 r_2$. وعموماً ، هناك مصادر اخرى لخسارة الطاقة الموجية اضافة للخسارات الناتجة عن الانعكاس ، على الرغم من احتمالية كون الخسارات الناتجة عن الانعكاس في ليزر الياقوت ربما تكون الاكثر اهمية . بينما في الليزرات الغازية ، تشكل الخسارات الناتجة عن ظاهرة الحيود ، الاكثر اهمية من اي نوع اخر .

وعلى اي حال ، دعنا نؤشر بالكمية $e^{-2\gamma}$ للجزء من الشدة الضوئية المتبقية بعد اكمال دورة مرور مغلقة واحدة خلال الليزر . اي بكلام آخر ، تمثل هذه الكمية الجزء من الفوتونات المتبقية في الليزر بعد دورة مرور مغلقة واحدة . كما ان العدد

هو عدد موجب ويمكن اعتباره كمقياس للخسارة في دورة مرور مفردة . وعندما يكون بالامكان اهمال جميع انواع الخسارات عدا الخسارات الناتجة عن الانعكاس ، عندئذ يكون $e^{-2\gamma} = r_1 r_2$ ، وعند ذلك يكون العدد γ مساوياً للمقدار $\gamma = -\frac{1}{2}\log r_1 r_2$.

ويمكن الحفاظ على الحالة التذبذبية في الجهاز الليزري ، فيما اذا كان التكبير الحاصل للاشعة المارة خلال المادة الفعالة كافياً لتعويض الجزء من الطاقة الضائعة نتيجة كل المسببات . حيث ان خلال كل عملية مرور تتم للاشعة في داخل الليزر ، تزداد شدة الاشعة بعامل مقداره $e^{\alpha L}$ ، وذلك بسبب ظاهرة التكبير للمادة الفعالة (انظر المقطع 1.3) . ولذلك ، وبعد أخذ عامل الخسارة $e^{-\gamma}$ بنظر الاعتبار ، سنرى بان الشدة الضوئية تتغير قيمتها من 1 الى $F = e^{(\alpha L-\gamma)}$. فعندما F تكون اكبر من واحد 1 ، تحاول الاهتزازات التذبذبية بناء نفسها مبتدئة من اضطراب صغير ؛ بينما اذا كانت F اقل من 1 ، ستضمحل الاهتزازات التذبذبية نهائيا . ومن الواضح ، انه اذا تحقق الشرط $\alpha L > \gamma$ بطريقة ما ، فان الشدة الضوئية للاشعة ذات التردد المناسب ستزداد وبصورة سريعة حتى تبلغ قيمة عالية ، فعندئذ تعمل الانتقالات المستحثة على استنزاف مستوى الطاقة العلوي وتقليل قيمة α . وهذه تمثل حالة حركية في معظم ليزرات الحالة الصلبة وهي تؤدي الى حدوث ظاهرة النبضان pulsations . اما اذا كان مستوى الاثارة ذات قيمة بحيث يكون αL اصغر من γ ولجميع الترددات ، فيعني هذا بان شدة الاشعة سوف لاتزداد ولاتقوى عند اي تردد من الترددات .

ويمكن بلوغ حد العتبة للتبذبات الليزرية عندما تحقق القيمة القصوى α_m لمنحني التكبير ، المعادلة

$$\alpha_m L = \gamma. \tag{1.1}$$

وتدعى هذه المعادلة بشرط العتبة threshold condition .

ويكون التكبير ضمن المادة الفعالة دالة للتردد ν ودالة للشعبية المعكوسة النسبية في المادة الليزرية . ولقد رأينا في المقطع 1.3 بأن

$$\alpha(\nu) = k(\nu)_0 n, \tag{1.2}$$

حيثما يمثل $k(\nu)_0$ ، الامتصاصية او معامل الامتصاص للمادة الليزرية غير المتهيجة و

$$n = \frac{1}{N_0}\left(\frac{g_1}{g_2}N_2 - N_1\right). \tag{1.3}$$

لذلك ستشتغل الليزر ذات الطول المعلوم وذات انعكاسية المرايا المعلومة فقط اذا كانت الشعبية المعكوسة عالية بحيث يتحقق الشرط

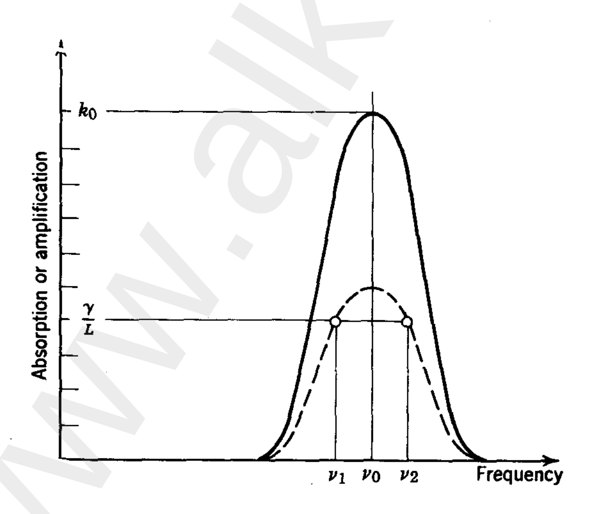
$$\alpha_m = nk_0 \geq \frac{\gamma}{L} \tag{1.4}$$

واذا ماثبتت المتباينة اعلاه ، فسوف تشتغل الليزر في فترة ترددية يكون فيها $\alpha(\nu)$ اعلى من γ/L . ويبين الشكل 3.2 هذه الفترة الترددية المحصورة ما بين ν_1 و ν_2 .

وبعبارة اكثر وضوحاً ، نقول بأن الشعبية المعكوسة عند حد العتبة ، تشتمل على كل من المعدل الزمني للانتقال الآني فيما بين المستويات الليزرية وعلى شكل الخط الطيفي ، بالاضافة الى اشتمالها على العوامل التصميمية (L and γ) للجهاز الليزري . وباستخدام المعادلة (3.22) من الفصل الاول ، نحصل من العلاقة (1.4) على المعادلة

$$\frac{g_1}{g_2}N_2 - N_1 = \frac{\gamma}{L\kappa g(0)}. \qquad (1.5)$$

ويمكننا الان ان نحصل على استنتاج عام من المعادلة (1.5) . فبما ان شدة الاثارة تحدد الشعبية المعكوسة ، وهذه بدورها يجب ان تزيد عن القيمة الدنيا γ / k_0L ، نرى ان هناك علاقة اعتماد ممكنة بين معامل الانعكاس الذي يحدد γ ، من جهة ، والطول الفعال L لليزر ، من جهة اخرى . فاي تدهور او اتلاف للعاكس يجب ان يعوض بزيادة الطول ، والا دفعت كعقوبة على شكل زيادة في حد العتبة للاثارة . وهناك ناحية مهمة اخرى ، وهي انه بالامكان ايقاف بدء التذبذبات وذلك بتخفيض قيمة r مما يؤدي الى زيادة قيمة γ .



شكل 3.2 منحنيات الامتصاص والتكبير . الخط الصلد يمثل منحني الامتصاص لمادة غير متهيجة $K(\nu)0$: والخط المتكسر يمثل منحني التكبير للحالة n = 0.5 .

وليكن $\tau = L'/c$ هو الزمن اللازم لرحلة فوتون واحدة خلال الليزر . فعندئذ يكون معدل انتقال الفوتونات الى امام والخلف هو $1/\tau$. واذا اعتبرنا وجود عدد كبير من الفوتونات مثل P_0 ، فيمكننا ان نقول ، وانطلاقاً من تعريف γ ، بان عدد الفوتونات سيصبح بعد m من الرحلات مساوياً للمقدار $P_0e^{-\gamma m}$. فنستنتج بأن عدد الفوتونات المنتقلة في اتجاه مواز للمحور الرئيسي في ليزر غير متهيجة ، يقل مع الزمن حسب القانون .

$$P = P_0 e^{-\gamma t/\tau} \tag{1.6}$$

ويكون معدل مدى العمر average lifetime للفوتون* في الجهاز الليزري مساوية

$$t_p = \frac{\tau}{\gamma} = \frac{L'}{c\gamma}. \tag{1.7}$$

وباقران العلاقات (1.5) و (1.7) بالعلاقة (3.18) من الفصل الاول ، نحصل على

$$\frac{g_1}{g_2} N_2 - N_1 = \frac{8\pi\eta^2\nu^2}{c^3 g(0)} \frac{g_1}{g_2} \frac{L'}{L} \frac{t_2}{t_p}. \tag{1.8}$$

وفي الحالة الخاصة ، اي عندما تكون المرايا العاكسة محددة لنهايتي المادة الفعالة ، يكون $L' = \eta L$ ، فتصبح العلاقة (1.8) بالشكل

$$\frac{g_1}{g_2} N_2 - N_1 = \frac{8\pi\eta^3\nu^2}{c^3 g(0)} \frac{g_1}{g_2} \frac{t_2}{t_p} \tag{1.9}$$

وتبين المعادلة الاخيرة وبوضوح ، على ان الشعبية المعكوسة اللازمة لحد العتبة تتناسب طردياً مع النسبة لمدى العمرين : الاول الذي هو ميزة من مميزات المادة الفعالة (t_2) ، والاخر يتعلق بالتركيب البنائي للجهاز الليزري (t_p) .

وتعبر المعادلة (1.9) عن الشعبية المعكوسة الصغرى الضرورية لاحداث التذبذب الليزري . وتعرف بالاصطلاح

* يرتبط مدى العمر للفوتون بالكمية Q للجهاز الليزري عن طريق العلاقة $Q = 2\pi\nu t_p$. ، على اعتبار ان الليزر هي مرنانه بصرية . ولتعريف الكمية Q ، انظر المقطع 3.6 .

''شرط شفالو - تاونس ''Schawlow-Townes condition ، وغالبا ماتكتب بدلالة مقادير اخرى وليس بدلالة المقادير التي استخدمت هنا . ولو تتبعنا العمليات الاصلية للباحثين شفالو وتاونس ، لرأينا ان معظم المؤلفين يفضلون توضيح وشرح شكل الخط الطيفي بدلالة الاتساع الخطي $\Delta\nu$ ، الذي يتناسب عكسيا مع g(o) . فبالنسبة لخط طيفي من نوع لورنس Lorentz-type ، نستنتج وبمساعدة العلاقة (4.10) من الفصل الاول ، على ان

$$\frac{g_1}{g_2}N_2 - N_1 = \frac{4\pi^2\eta^3\nu^2\,\Delta\nu}{c^3}\,\frac{g_1}{g_2}\frac{t_2}{t_1}, \qquad (1.10)$$

او بادخال الطول الموجي ضمن المادة والمعطى بالعلاقة $\lambda = c/\eta\nu$ ، نحصل على

$$\frac{g_1}{g_2}N_2 - N_1 = \frac{4\pi^2}{\lambda^3}\,\frac{\Delta\nu}{\nu}\,\frac{g_1}{g_2}\frac{t_2}{t_p}. \qquad (1.11)$$

وكذلك يمكننا ايجاد علاقات مشابهة لخطوط طيفية من النوع الكاوسي Gaussian lines . ويجب على القاريء ان ينتبه بأن علاقاتنا هنا تستند على $\Delta\nu$ ، والذي يمثل الاتساع الكلي للخط مابين نقطتي نصف القدرة half-power prints . بينما شفالو وتاونس ، استخدموا نصف الاتساع ، اي $\delta\nu = \Delta\nu/2$.

وعندما يتم تحديد القيمة العظمى k_o. عمليا لمعامل امتصاص المادة غير المتهيجة ، يكون بالامكان حساب حد العتبة للشعبية المعكوسة وبطريقة مباشرة من العلاقة (1.4) . وآنذاك

$$\frac{g_1}{g_2}N_2 - N_1 = \frac{N_0\gamma}{k_0L}. \qquad (1.12)$$

وتعد عملية حساب حد العتبة لحالة خاصة نموذجية ، عملية تدريبية مفيدة . وبالنسبة للياقوت القرنفلي اللون ، كانت القيمة المقاسة للكمية k_o هي $0.28\ cm^{-1}$ ؛ اذن بالنسبة لقضيب ياقوتي طوله 10 cm ، ومغطى بمرايا ذات معاملات انعكاس $r_1 = 1.00$ و $r_2 = 0.96$ ، وعندنا $\gamma = 0.02$ ، نستنتج مايلي

$$n = \frac{0.02}{0.28 \times 10} = 0.0072.$$

ويمتلك المستوى الليزري الحدي في الياقوت الكثرة multiplicity ، $g_1 = 4$ ؛ بينما يتكون المستوى الابتدائي من اقتران مستويين متقاربين كثرة كل منهما 2 . وهذان المستويان مرتبطان مع بعضهما الى درجة يمكن اعتبارهما في كثير من الاغراض كمستوى منفرد ذات كثرة $g_2 = 4$. فنحصل مع هذا التقريب بالنسبة لمادة الياقوت على

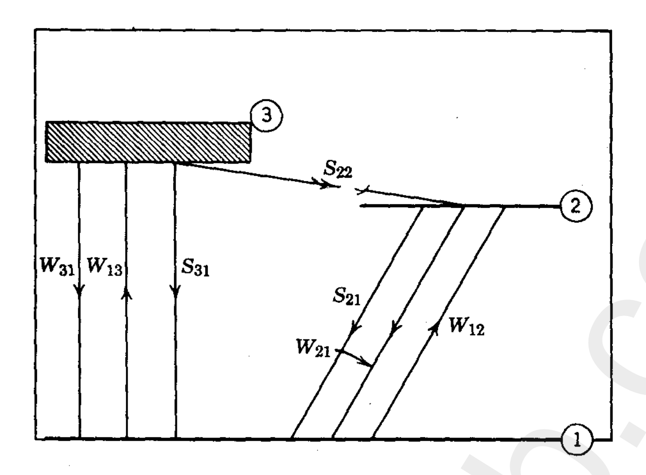
$$n = \frac{N_2 - N_1}{N_0}.$$

وهكذا ، يتبين كما مر في المثال السابق ، على انه يمكن الوصول الى حد العتبة عندما تزيد شعبية المستوى العلوي بمقدار 0.7% على شعبية مستوى الهمود . وحيث ان تركيز ايونات الكروميوم Cr في الياقوت القرنفلي اللون يساوي 1.6×10^{19} ذرة/ سم٣ ، وحيث انه يوجد عدد قليل نسبياً من الذرات في المستوى 3 عند اية لحظة ، فسيحتوي كل من المستويين 1 و 2 على حوالي 8×10^{18} ذرة/ سم٣ ؛ ويكون الفرق في شعبيتهم في المثال اعلاه هو حوالي 5.6×10^{16} ذرة/ سم٣ .

3.2 الأثارة البصرية لليزر الثلاثة مستويات
optical excitation of the three-level laser

ابتدأ عمل العالم ميمان Maiman ، الذي توج بنجاح تصميم جهاز الياقوت ، بدراسة المعدلات الزمنية للانتقالات transition rates في الياقوت . تبعها بعد ذلك ، اجراء حسابات تتعلق بمعدل الاثارة الضرورية للحصول على الشعبية المعكوسة واللازمة لاستحداث الفعالية الليزرية [1,2,3] . وسوف نستعرض هنا الخواص المهمة لهذه الحسابات ، لان الطريقة التي اتبعت فيها تنطبق على كثير من الليزرات .

يبين الشكل 3.3 نموذجاً مبسطاً لمستويات الطاقة في الياقوت ، حيث يشتمل هذا الشكل على ثلاثة فقط من مستويات الطاقة العديدة للياقوت ruby . وقد رمز للمعدلات الزمنية للانتقالات التي تحدث فيما بين هذه المستويات بالرموز S و W ، حيث يعرف الاول ، الانتقالات الانية ، ويعرف الاخر ، الانتقالات المستحثة . والفرق الرئيسي بين هذه الانواع هو أن المعدلات الزمنية S ، لاتعتمد على كثافة اشعة الاثارة ، بينما تتناسب المعدلات الزمنية W تناسباً طردياً معها . وبناء على ذلك ، فان الرمز W_{13} يمثل المعدل الزمني الذي تثار به الذرات او الايونات من



شكل 3.3 رسم تخطيطي لمستويات طاقة مادة صلبة متفلورة بثلاث مستويات . وقد استدل على الانتقالات المستحثة بالرمز W وعلى الانتقالات الانية بالرمز S

حالة الهمود والى المستوى 3 بواسطة اشعة الضخ الساقطة والممتصة من قبل الياقوت . ويحدث الانتقال من نطاق الامتصاص للياقوت ، المستوى 3 ، والىالمستوى الابتدائي لليزر ، المستو 2 ، من دون انبعاث اشعاعي ، ولكن يمكن للانتقالات بين المستوى 2 ومستوى الهمود أن تتم بطرق مختلفة . ويشتمل معدل الانتقالات الانية S_{21} على معدل الانبعاثات الانية A_{21} زائداً معدل الانتقالات غير الاشعاعية S'_{21} .

ويمكن توضيح عملية احتلال مستويات الطاقة في منظومة بثلاثة مستويات تحوي على عدد N_o من الذرات ، بعلاقات المعدلات الزمنية التالية :

$$\frac{dN_3}{dt} = W_{13}N_1 - (W_{31} + S_{31} + S_{32})N_3,$$

$$\frac{dN_2}{dt} = W_{12}N_1 - (W_{21} + S_{21})N_2 + S_{32}N_3, \qquad (2.1)$$

$$N_0 = N_1 + N_2 + N_3.$$

ولنحاول الان حساب النسبة الشعبية N_1 / N_2 في حالة مستقرة ، ويعني هذا ، عندما تكون المشتقات الزمنية مساوية صفراً . فيكون في مثل هكذا حالة

$$W_{13}N_1 = (W_{31} + S_{31} + S_{32})N_3,$$
$$W_{12}N_1 = (W_{21} + S_{21})N_2 - S_{32}N_3. \qquad (2.2)$$

وبحذف الكمية N_3 نحصل على النسبة

$$\frac{N_2}{N_1} = \left(\frac{W_{13}S_{32}}{W_{31} + S_{31} + S_{32}} + W_{12}\right)(S_{21} + W_{21})^{-1}. \qquad (2.3)$$

ويمكن تطبيق الحسابات اعلاه على اية منظومة بثلاثة مستويات طاقة . كما ان الصفات الخاصة بالياقوت تسمح ببعض التبسيطات المعينة . وانه لشيء مفيد ان نتعلم كيف اكتشفت هذه الصفات وكيف تؤثر بالتالي على نجاح تشغيل الليزر .

لقد قام ميمان Maiman [1] قبل محاولته تصميم الليزرات ، بقياس نسبة كمات الطاقة التفلورية المبتعثة في الخط الطيفي R الى عدد كمات الطاقة الممتصة من حزمة الاثارة . فكانت النتيجة بحدود 70 % ، مما يدل على ان اغلب الايونات سلكت اثناء دورة الفلورة طريق المستوى 2 بدلاً من رجوعها مباشرة من المستوى 3 الى المستوى 1 عن طريق الانتقال الاني ، الذي معدل حدوثه هو S_{31} . وهذا السلوك يمكن حدوثه فقط اذا كان S_{32} . اكبر بكثير من S_{31} مما يجعل الايونات تمر الى المستوى 2 قبل ان يجد القليل منهم الفرصة للرجوع الى المستوى 1 مباشرة . واكثر من ذلك ، يجب ان تكون اغلب الانتقالات الانية من المستوى 2 الى المستوى 1 هي من نوع الانتقالات الاشعاعية ، مما يجعل S_{21} ليس كبيرا جدا مقارنة بالمعدل الزمني A_{21} . وقد اظهرت القياسات التي قام بها ميمان وآخرون [1, 3] ، والتي تتعلق بشدة ومعدل انحلال الاشعة التفلورية للياقوت ، على ان $S_{32} \approx 100\ S_{31}$ ، وهذه النتيجة تسمح لنا بان نشطب S_{31} من العلاقة (2.3) . واما المعدل الزمني الانتقالي S_{21} فهو حوالي 330 / ثانية عند درجة الحرارة 300°K وحوالي 230 / ثانية عند درجة الحرارة 77°K او اقل . واما تقدير الباحث ميمان لقيمة S_{32} فكانت حوالي 2×10^7 / ثانية . وتعتبر هذه القيمة كبيرة مقارنة بجميع المعدلات الزمنية للانتقالات ومن ضمنهم W_{13} الذي يمكن تحقيقه بالضخ المركز الشديد . وكنتيجة لتغلب S_{32} ، سيساوي الحد الاول داخل الاقواس للعلاقة (2.3) تقريبا W_{13} ، فتنتج المعادلات التقريبية التالية :

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{W_{13} + W_{12}}{S_{21} + W_{21}}; \qquad (2.4)$$

ومن ثم

$$\frac{N_2 - N_1}{N_2 + N_1} = \frac{W_{13} + W_{12} - S_{21} - W_{21}}{W_{13} + W_{12} + S_{21} + W_{21}}. \qquad (2.5)$$

وهناك ايضا تبسيطان اخران يمكن عملها الان . فكنتيجة للقيمة العالية للكمية S_{32} ، يكون احتلال المستوى 3 قليلا فيما لو قورن بالمستويين الاخريين . وبالتالي يمكننا ان نقول بان $N_1 + N_2 \approx N_o$. وعلاوة على ذلك ، تنص علاقة اينشتاين على ان $W_{12} = W_{21}$. آنئذ نحصل على

$$\frac{N_2 - N_1}{N_0} \approx \frac{W_{13} - S_{21}}{W_{13} + S_{21} + 2W_{12}} \qquad (2.6)$$

وفي حالة الياقوت ، تكون كثرة multiplicity المستويين ، اي g_1 و g_2 ، متساويتين . ولذلك فالجانب الايسر من العلاقة (2.6) يمثل الشعبية المعكوسة النسبية n . والشرط الوحيد الذي يجعل $n = o$ هو ان يكون $W_{13} = S_{21}$. وهذا يعني من الناحية الفيزياوية ، بأن معدل ارتفاع الذرات الى المستوى 3 يساوي معدل الرجوع الاني من المستوى 2 والى المستوى 1 . اي ان هذا المعدل هو غير كافٍ للوصول الى حد العتبة .

وعمليا يبقى مستوى شدة الاشعة واطئاً حتى يعبر مستوى الاثارة حد العتبة ، اي ان $W_{12} \approx o$. وبهذا التقريب الاضافي نحصل من العلاقة (1.12) والعلاقة (2.6) على

$$\frac{W_{13}}{S_{21}} \approx \frac{1 + \gamma/k_0L}{1 - \gamma/k_0L} \qquad (2.7)$$

وهذه العلاقه هي الشرط اللازم للحفاظ على حالة الاستقرار عند حد العتبة . وهكذا سيكون معدل الاثارة لحد العتبة من النوع

$$W_{13} = \Gamma S_{21}, \qquad (2.8)$$

حيثما

$$\Gamma = \frac{1 + \gamma/k_0L}{1 - \gamma/k_0L}. \qquad (2.9)$$

ويمكن الحصول على الشرط في حالة كون الامتصاص يساوي صفراً وذلك بوضع $\Gamma = 1$.

وكما لاحظنا سابقا ، فان معدل الرجوع S_{21} يشتمل على معدل الرجوع الاشعاعي الاني A_{21} وعلى معدل الاسترخاء relaxation غير الاشعاعي S'_{21} ، والنوع الاخير يعتمد على درجة الحرارة . ويمكن حساب هذا الاعتماد من حقيقة كون القيمة المقاسة للكمية S_{21} للياقوت القرنفلي اللون هي 330 / ثانية عند

درجة حرارة الغرفة ، بينما قيمتها هي فقط 230 / ثانية عند درجة الحرارة 77°K . ويفسر اعتماد المقادير الداخلة في العلاقة (2.9) على درجة الحرارة ، السبب في زيادة معدل الاثارة اللازمة لتشغيل ليزر الياقوت مع زيادة درجة الحرارة .

ولنفترض الان شدة اشعة الضخ اللازمة لاثارة الياقوت الى حد الشفافية transparency ، اي n=o . ان بالامكان ربط معدل الاثارة W_{13} بعلاقة معينة مع شدة اشعة الضخ I داخل الياقوت . فاذا فرضنا (لغرض التبسيط) بان اشعة الضخ تمتلك صفة الموجة المستوية plane wave ، فسيكون المعدل الزمني لامتصاص طاقة هذه الموجة من قبل عنصر حجمي مساحة مقطعه العرضي A وثخنه dx هو $Ik_pA\,dx$ ، حيث ان k_p هو المعدل الزمني للامتصاص عند تردد اشعة الضخ . وهو يساوي حاصل ضرب عدد الذرات الفعالة المتواجدة في حالة الهمود والمعامل الامتصاصي لكل ذرة ؛ اي ، $k_p = N_1\sigma_p$. كما ان المعدل الزمني لاكتساب الطاقة من قبل الذرات الفعالة يساوي $W_{13}N_1Vh\nu_p$ ، حيث يمثل V الحجم ، وتمثل N_1 عدد الذرات المتواجدة في العنصر الحجمي والقادرة على امتصاص اشعة الضخ pumping radiation . واذا ماعادلنا الخسارة الحاصلة بطاقة الحزمة مع الطاقة المكتسبة في المادة ، نحصل على

$$IN_1\sigma_p = W_{13}N_1h\nu_p. \tag{2.10}$$

ومن ثم

$$I = \frac{W_{13}h\nu_p}{\sigma_p}. \tag{2.11}$$

والان ولكي نحصل على تخمين مناسب للتشعيع اللازم ؛ نفرض ، كما فعل ميمان ، بان عملية الاثارة تتم وبصورة رئيسية عن طريق النطاق الترددي الاخضر green band الصادر من انبوبة وميض الزينون Xenon ، حيث يتمركز تردد هذا النطاق حول القيمة 5.4×10^{14} / ثانية . وتكون طاقة وحدة الكمات لهذا التردد هي حوالي 3.6×10^{-12} ارك . بالاضافة الى ان معدل المقطع العرضي المقاس عمليا للامتصاص الذري للياقوت في النطاق average cross section الترددي الاخضر هو $\sigma_p = 10^{-19}$ cm^2 . اذن ، وعندما يكون $W_{13} = S_{21} = 330$ sec^{-1} ، تـكون شدة الاشعـة مساويـة للمقـدار $I = 330$ sec$^{-1}\times 3.6\times10^{-12}$ erg$\times 10^{10}$ cm^2 = 1200 W / cm^2 . وهكـذا ، فاذا كان المعدل الزمني للتشعيع المسلط على احد اوجه صفيحة ياقوتية هو

$1200\,W/cm^2$ ، فهذا يعتبر كافيا لحفظ الياقوت في شرط الشفافية للخط الطيفي R .

وتعتبر عملية الاضاءة باستخدام الموجة المستوية « حيلة رياضية بحتة ، ولهذا السبب وجب استخدام توزيع من نوع اخر يكون مقبولا من الناحية العملية . ومثل هذا التوزيع يتم عن طريق اضاءة المادة الفعالة بصورة متجانسة من جميع الجهات وعلى معظم السطح الخارجي . وعلاوة على ذلك ، يفضل ان يكون مصدر الاثارة عبارة عن انبوبة تفريغ بضغط عالٍ وذات طيف مستمر قدر الامكان ويشابه التوزيع الطيفي لجسم اسود مشع . فلذلك يكون مقبولاً الان ان نعتبر البلورة الليزرية مغمورة في اشعة جسم اسود متجانسة الخواص في جميع الاتجاهات ، ومن ثم يتم تحديد درجة الحرارة الصغرى للمصدر الاسود الذي بامكانه انتاج شعبية معكوسة في جسم متفلور بثلاثة مستويات طاقة .

ويساوي المعدل الزمني للاثارة W_{13} المقدار $u(\nu)B_{13}$ فاذا عرّفنا $u(\nu)$ بكثافة الطاقة الطيفية لاشعة الجسم الاسود ، ومن ثم استخدمنا علاقات اينشتاين ، نحصل على مايلي :

$$W_{13} = \frac{g_3}{g_1} \frac{A_{31}}{e^{h\nu/kT}-1} , \quad (2.12)$$

حيثما $\nu = \nu_{13}$. وبعدئذ يمكننا ان نحل الشرط $W_{13} = S_{21}\Gamma$ لايجاد درجة حرارة المصدر الصغرى T_s القادرة على إنجاز إضاءة كافية في منطقة النطاق الترددي الاخضر للياقوت وذلك لحفظ التكبير الذي نطمح باحرازه . والنتيجة هي

$$T_s = \frac{E_3 - E_1}{k \log (1 + g_3 A_{31}/g_1 S_{21}\Gamma)} . \quad (2.13)$$

واما الآن فسنحاول عمل تخمين سطحي لدرجة حرارة المصدر اللازمة لانجاز امتصاص مقداره صفر في الياقوت وذلك باستخدام المعلومات العددية للباحث ميمان [1,3] ، التالية :

$E_3 - E_1 = 3.6 \times 10^{-12}$ erg,

$A_{31} = 3 \times 10^5$ sec^{-1},

$S_{21} = 330$ sec^{-1} (at 300°K).

مع العلم ان المستويات المعنية تمتلك الكثرات التالية
: $g_1 = 4$ و $g_3 = 12$. فمن هذه المعلومات تكون $T_s = 3300°K$. وفي الواقع ، تكون درجة الحرارة اكبر بكثير من هذه النتيجة . والسبب ان هناك عدة عوامل مضادة ومعقدة قد اهملت في حساباتنا اعلاه . ومع ذلك ، فالحسابات التي تتبع خط التفكير نفسه المستخدم من قبل ميان [2] ، تبين القيمة التقريبية لدرجة الحرارة المعنية .

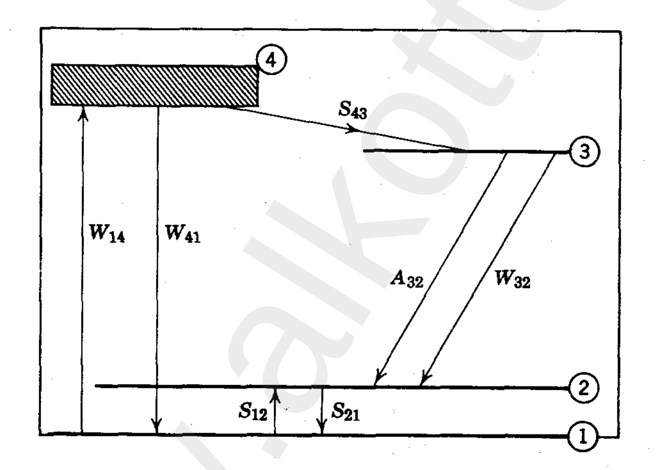
ويجب ان نؤكد بأن الحسابات اعلاه لاتعني ضمنياً أن ليزر الياقوت تشتغل في ظرف الحالة المستقرة . بل بالعكس ، يجب على المادة الليزرية ان ترتفع من ظرف عدم الاثارة الى حد العتبة ؛ وبعد ذلك ستبدأ الاهتزازات الليزرية باسلوب حركي . وكلما زادت شدة الاثارة وارتفعت فوق حد العتبة ، تنمو الكثافة الاشعاعية وبسرعة ، وسيتغلب المعدل الزمني الناتج للابتعاث المستحث على المعدل الزمني الذي تجهز به طاقة الاثارة . وحالاً ، وبعد ان تستنزف الشعبية المعكوسة ، سينخفض المعدل الزمني للابتعاث المستحث تحت حد العتبة ، وتخمد عندئذ الفعالية الليزرية بلحظة . وعموماً يتكون الخارج الليزري الناتج من ليزر ياقوت اعتيادية من مثل هذا النبضان السريع rapid pulsations .

إن طريقة استخدام معادلات المعدلات الزمنية rate equations بمقدورها فقط ان تعطي تخميناً تقريبياً لمستلزمات الطاقة اللازمة لأثارة ليزر الياقوت . كما انها تعتبر اكثر ملائمة لليزرات الغازية والصلبة ذات الاربعة مستويات ، والتي يمكن تشغيلها بالنظام المستمر وبقدرة خروج ثابتة .

3.3 الأثارة البصرية في ليزرات الاربعة مستويات
Optical excitation of four-level laser

إن تحليل الوضع الحركي في الليزرات الصلبة ذات الاربعة مستويات والمثارة بالطريقة البصرية ، يحتاج الى ايجاد مجموعة من المعادلات تضم كل شعبيات المستويات الاربعة وتضم جميع انواع الانتقالات التي يمكن ان تحدث فيما بين هذه المستويات . وكحالة عملية ، تعتبر المعادلات الحاوية فقط على المعدلات الزمنية للانتقالات المتنفذة dominant كافية للتعبير عن الحالة الفيزياوية . ويبين الشكل 3.4 غالبية الانتقالات الضرورية التي تحدث في ليزر صلبة باربعة مستويات . حيث يرمز لمعدل الضخ الزمني بالرمز W_{14} ، ويرمز للمعدلات الزمنية للانتقالات

اللاإشعاعية بالرمز S . ويرمز للمعدلات الزمنية للانتقالات الآنية والمستحثة عند التردد الليزري بالرموز A_{32} و W_{32} ، على التوالي. ويتم اختيار كل من المادة والمستويات المعنية بحيث تكون المعدلات الزمنية S اعلى بكثير فيما لو قورنت بالمعدلات الزمنية الأخرى ، حتى ولو كانت في اعلى مستوى من الضخ الاشعاعي . اما المستوى الابتدائي للانتقال الليزري ، اي المستوى 3 ، فيكون بحالة معينة بحيث ان الانتقالات منه والى حالة الهمود ، تكون محرمة ، بينما يكون المعدل الزمني لحدوث الانتقالات الى المستوى 2 ذات مقدار معتدل ، اي ذات مقدار صغير مقارنة بالمعدلات الزمنية S . وبالطريقة نفسها وكما في حالة الثلاثة مستويات ، يمكن كتابة معادلات المعدلات الزمنية للاعداد المحتلة N_1 و N_2 و N_3 و N_4.. وبالامكان الاطلاع على هذه المعادلات وحلولها الرياضية في المراجع [2,4] . ويعتبر الحل العام ذات قيمة محددة ؛ لان الحسابات النوعية تستثمر عادة الوضع الخاص ، والذي يستخلص انتقالات معينة تكون متغلبة على الانتقالات الاخرى . وسوف نمتنع عن استعراض الهيكل الرياضي العام ونركز مناقشتنا على المبادىء الفيزياوية الرئيسية المستخدمة وعلى تأثيراتها الكمية .



شكل 3.4 الانتقالات الرئيسية في ليزر صلبة باربعة مستويات .

ولكيما تشتغل ليزر ذات اربعة مستويات بنجاح ، يجب ان تكون معظم الذرات الفعالة في المستويين 3 و 1 . ونحصل على هذه الحالة عندما تكون المعدلات الزمنية الانتقالية S_{43} و S_{21} ، عالية جداً بحيث يتم تفريغ المستويات 4 و 2 بسرعة عالية . ويكون المستوى 2 في اغلب الاحيان عبارة عن مستوى ثانوي sublevel لمستوى

الهمود للأيون . حيث ينفصل عن مستوى الهمود بتأثير المجال البلوري crystal field . وعندما تكون هذه هي الحالة ، يصبح من الضروري تشغيل الليزر عند درجة حرارة واطئة بحيث يتحقق الشرط $kT \ll E_2 - E_1$ ، وإلا ستزداد شعبية المستوى الليزري الحدي بذرات تتهيج بالطاقة الحرارية المتوفرة .

وفي اقصى الحالات البسيطة ، وعندما يمكن اهمال كل من N_2 و N_4 فيما لو قورنت بالشعبيات N_1 و N_3 ، يجوز لنا اعتبار الليزر وبصورة تقريبية كمنظومة بمستويين فقط من الطاقة . وبذلك يمكننا ان نكتب المعادلة (قبل بدء الفعالية الليزرية) بالشكل

$$\frac{dN_3}{dt} = W_{14} N_1 - A_{32} N_3 \qquad (3.1)$$

ومن ثم سنحصل في حالة التوازن الحراري على

$$\frac{N_3}{N_1} = \frac{W_{14}}{A_{32}} \qquad (3.2)$$

وعلى الرغم من كون المعادلتين الاخيرتين قد حصلنا عليهما من نموذج مبسط جداً ، ولكنهما يدلان على انه تحت ظروف معينة ، يمكننا الوصول الى حد العتبة بأثارة متوسطة . واما العلاقة مابين الشعبية المعكوسة وحد العتبة فانها متشابهة لكلا النوعين من الليزرات ذات الثلاثة وذات الاربعة مستويات . لذلك فعندما تشتغل الليزر من المستوى 3 الى المستوى 2 ، على فرض انه فارغ من الناحية العملية ، فأن شرط العتبة (1.9) سيأخذ الشكل

$$N_3 = \frac{8\pi \nu^2 \eta^3 t_3}{c^3 g(0) t_p}, \qquad (3.3)$$

حيث ان $t_3 = A_{32}^{-1}$ ويرمز الى المعدل الزمني لانحلال المستوى 3 ، بينما يمثل المقدار t_p مدى عمر الفوتون .* وبما ان المعدل الزمني لتجهيز الطاقة من قبل المضخة البصرية هو $P = W_{14} N_1 h\nu_p V$.

* لقد افترضنا هنا بأن المرايا ملتصقة بالمادة الفعالة

فلذلك يمكننا وبمساعدة العلاقة (3.2) ، حساب القدرة البصرية اللازمة للوصول الى حد العتبة ، وهي

$$P = A_{32} N_3 V h\nu_p = \frac{8\pi\nu^2\eta^3 V h\nu_p}{c^3 g(0) t_p}. \qquad (3.4)$$

والتعبير اعلاه لايعتمد على المعدل الزمني الانتقالي A_{32} ، ولكنه يتناسب طردياً مع اتساع الخط الطيفي Δ ، لان القيمة القصوى $g(o)$ للدالة الطيفية تتناسب عكسياً مع Δ .

ويبدو واضحاً من العلاقة (3.4) بأننا تحت الظروف المفروضة ، سنحتاج الى طاقة اقل لأثارة المواد ذات الاتساع الطيفي الضيق . كما ان عملية تجهيز الاثارة ستكون اسهل لليزرات التي تشتغل في منطقة الاشعة تحت الحمراء مقارنة بتلك التي تشتغل في منطقة الاشعة المرئية .

وتستخدم الليزر النموذجية المعروفة ذات الاربعة مستويات ايونات النيوديميوم Nd^{3+} المزروعة في بلورات مثل $Ca\ WO_4$ كمادة فعالة . حيث يكون المستوى الليزري الحدي على ارتفاع حوالي $2000\ cm^{-1}$ فوق مستوى الهمود ، ويكون عادة هذا المستوى فارغاً عند درجة حرارة الغرفة ، حيث يكافىء المقدار kT مايقارب $200\ cm^{-1}$ عند درجة حرارة الغرفة . وقد لوحظ حقيقة ، بأن مثل هكذا ليزر يمكن اثارتها الى حد العتبة بتشعيعها بكميات اقل بكثير مما نحتاجه لاثارة ليزر ياقوتية مشابهة لها .

3.4 الموجات المستقرة في الليزر

Standing waves in a laser

تتكون الليزر من عدد ضخم من المكبرات الذرية atomic amplifiers موضوعة بين مرآتين عاكستين جزئياً . وهذه المرآيا تسبب في توجيه الاشعة الى الخلف والامام مارة خلال الوسط المكبر ، وتسمح بخروج جزء من الاشعة كخارج ليزري . ولقد ناقشنا الى هذا الحد ، خواص الوسط المكبر كما لو يكون غير محاط بشيء . واما الآن فسوف نأخذ بنظر الاعتبار تأثيرات المرايا ، حيث ان وجودها وشكلها يحددان تركيب المجال الكهرومغناطيسي في داخل الليزر .

لقد فرضت المرايا في اغلب التحاليل الاولية لتركيب المجال الكهرومغناطيسي على انها مستوية وذات ابعاد جداً كبيرة مقارنة بالطول الموجي . كما فرض بأن المجال يتكون من موجات مستوية بسعة amplitude متجانسة ، تسير في اتجاه عمودي على المرايا . ان هذه الصورة المبسطة ، تؤدي الى اقرار وجود الموجات المستقرة بين المرايا . وعلاوة على ذلك ، فأن الحقيقة تظهر بأن الموجات المنعكسة عدة مرات ستلتقي لقاء تقوية ، فقط فيما اذا تحققت علاقة بسيطة معروفة بين الطول الموجي (او التردد) وبين طول الليزر .

ففي ابسط الحالات ، وعندما لايتغير معامل انكسار الوسط المتواجد مابين المرايا ، يتحقق شرط التقوية اذا كانت المسافة بين المرآتين تساوي عدداً صحيحاً من أنصاف الطول الموجي ، واعني $\frac{1}{2}\lambda/\eta$ ، في داخل الليزر . وبالتالي يمكن كتابة شرط التقوية بالشكل

$$n\lambda = 2L\eta \tag{4.1}$$

او بدلالة التردد ،

$$\frac{\nu}{c} = \frac{n}{2L\eta} \tag{4.2}$$

وعندما يكون المسار البصري (الوسط الفعال) بين المرايا غير متجانساً inhomogeneous ، فمن المفيد ان ندخل في اعتباراتنا المسافة البصرية والتي تعطى بالشكل

$$L' = \int_0^L \eta \, dz. \tag{4.3}$$

ويظهر بعد ذلك بأن العلاقتين (4.1) و (4.2) ستبقى صحيحة فيما اذا عوضنا L' بالكمية ηL . ويستند برهان هذه النظرية على الحقيقة القائلة ، بأن التقوية الكاملة تتم عندما يكون التغيير الكلي في الطور لدورة مرور مغلقة خلال الليزر هو عبارة عن عدد صحيح من العدد 2π . لأن مايحدث هو ان الطور يتغير بمقدار عند كل مرآة ، وفي حالة الليزر ، يكون مقدار التغيير بالطور هو $2.\int_0^L \mathrm{k}\, \mathrm{dz}$ حيثما $\mathrm{k} = 2\pi\eta/\lambda$. وبخطوات حسابية اعتيادية يمكننا ان نستنتج العلاقة

$$\frac{\nu}{c} = \frac{n}{2L'}. \tag{4.4}$$

وتدعى الموجات المستقرة التي تمتلك تردداً يحقق العلاقة (4.4) والمتجهة باتجاه محور الليزر (عمودياً على مستو المرايا) ، بالصيغ المحورية axial modes لليزر . وهي تشابه الصيغ الاهتزازية الحرة لمتذبذب توافقي مضمحل .

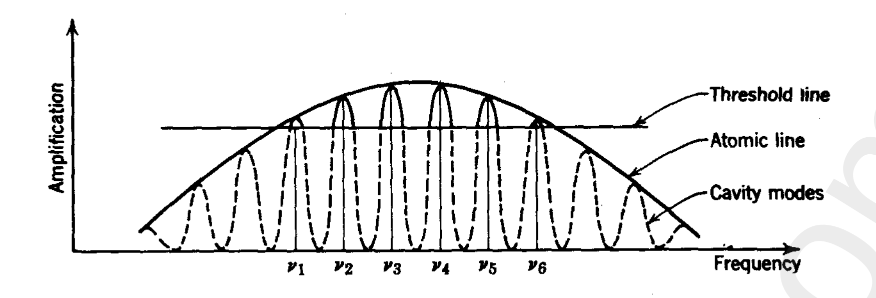
ويمكن تطبيق هذا التحليل الابتدائي والمتضمن موجة مستوية كتقريب مبسط على ابسط الحالات التي ربما تتواجد في ليزر غازية ذات مرايا مستوية . ففي الليزرات الغازية ، تكون اقطار المرايا كبيرة مقارنة بالطول الموجي ، وتكون المسافة الفاصلة بين المرايا كبيرة مقارنة بقطر المرآة . (والترتيب النموذجي لهذه الكميات هو 10^{-6} و 10^{-2} و 1 متر) . وحيث انه لايوجد حواجز بصرية على جوانب الليزر ، تتشتت الاشعة الموجهة بزاوية عن محور الليزر فنخسرها . وبهذه الصورة الاولية وغير المعرفة كلياً ، يمكننا ان نركز اهتمامنا على الامواج الشبه مستوية quasiplane waves والمنتقلة باتجاه مواز للمحور .

وبما ان شرط العتبة يتحقق فقط لمدى ترددي محدود ، فأن التذبذبات الليزرية سوف تحدث فقط لترددات متميزة ولنقل ν_n بحيث تحقق العلاقة (4.4) وتكون واقعة ضمن هذا المدى الترددي المحدود . ويكون الفرق بالتردد بين صيغتين محوريتين متعاقبتين هو

$$\nu_{n+1} - \nu_n = \frac{c}{2L'}. \qquad (4.5)$$

مع العلم بأن الفترات الترددية التي تفصل الصيغ المتعاقبة تكون متساوية . وفي ليزر غازية نموذجية طولها 1 m ومعامل انكسارها 1 ، تكون قيمة هذه الفترة الترددية ، اي الفترة الترددية الفاصلة لصيغتين متعاقبتين ، مساوية للمقدار $1.5 \times 10^8 \sec^{1-} = 150\,\text{MHz}$.

ويظهر من هذا المقدار ، بأن الصيغ المتعاقبة من هذا النوع تكون متقاربة من بعضها البعض ، مما يسمح بتواجد عدداً لابأس به من هذه الصيغ ضمن المدى الترددي للمنطقة التي تعبر فيها الاثارة حد العتبة . وبذلك سيحوي الخارج الليزري على عدداً من الخطوط الطيفية ، تكون مفصولة عن بعضها البعض بالفترة الترددية $c/2L'$. كما وتمتلك هذه الخطوط الطيفية اتساعاً محدوداً ، يتم تحديده من مقدار الخسارات التي تحدث في الجهاز الليزري ، باعتباره مرنانة كهرومغنطيسية . ويبين الشكل 3.5 ، العلاقات المتبادلة بين العوامل التي تحدد التكوين الطيفي للخارج الليزري .



شكل 3.5 العوامل الطيفية في الليزر. ويظهر ستة من الخطوط الرنينية الفجوية في المنطقة الترددية للتشغيل الليزري. وتمثل الترددات من ν_1 الى ν_6 ، ترددات الخارج الليزري.

وعلى الرغم من ان نظرية الموجة المستوية المتجانسة تتوقع وبصورة صحيحة الفاصل الترددي لمجموعة الرنين الرئيسية في الليزر ، الا انها تعتبر ولاسباب عديدة عاجزة بعض الشيء . لأن فرضية الموجات المستوية المتجانسة ذات المقطع العرضي المحدود تناقض القوانين الاساسية للبصريات والكهرومغناطيسية . ولأن مايحدث على جوانب الليزر لايمكن اهماله ، وخاصة عندما نكون مرغمين على ان نتعامل مع أشعة لاتتقدم بصورة مضبوطة ودقيقة باتجاه المحور . لأن الاشعة المنحرفة عن المحور غالباً ماتنعكس عندما تصل الى السطح الجانبي للمادة الليزرية الصلبة وذلك بسبب امتلاك المادة الليزرية على معامل انكسار عالٍ . وبذلك يكون تركيب المجال الاشعاعي داخل الليزر الصلبة مشابهاً لذلك المجال المستحدث في داخل تجويف معدني مغلق مع وجود بعض الربط للجزء الخارجي ايضاً في حالة الليزر . واما الليزرات الغازية فتكون تراكيبها مفتوحة . ولهذا تعتبر ظواهر الحيود هنا وظواهر التركيز البؤري focusing الناتجة من المرآيا المنحنية هي الظواهر المتغلبة في هذه الحالة . وتظهر النظريتان ، اي النظرية الفجوية ونظرية الحيود لتراكيب فابري - بيروت ، وجود صيغ اقل تناظراً من تلك الصيغ التي اعتبرناها سابقاً ، ولكن تمتلك الصيغ الرئيسية في هذه النظريات نفس الفواصل الترددية المحسوبة من نظرية الموجة المستوية .

3.5 الصيغ التذبذبية لتجويف بصري مغلق
Modes of oscillation of a closed optical cavity

تشابه الليزر الصلبة (كليزر الياقوت مثلاً) في تكوينها تجويف اسطواني طويل بجدران موصلة وسطوح نهائية متوازية . وبطبيعة الحال فأن هذا التشابه هو تشابه

غير كامل . لأن قسماً من الاشعة تهرب من اسطوانة الياقوت ، لذلك فهي عبارة عن نطاق او حافظة لاتعكس كل الاشعة بل تسمح لبعض منها باختراق سطوحها الى الخارج . وبالحقيقة ان هروب بعض الاشعة كخارج من خلال احد سطوحها المنتهية لايخلق كثيراً من المشاكل . لأنه يمكننا اعتبار هروب هذه الاشعة كأضطراب او كخسارة تحدث في الليزر كمثل اية منظومة ذي خسارات طبيعية . كما ويمكننا ان نتعامل معها بالاسلوب نفسه كما نتعامل مع ظاهرة الاضمحلال في نظرية اي متذبذب توافقي . ويضاف الى ذلك احتمالية هروب الاشعة من خلال السطوح الجانبية فيما اذا كانت هذه السطوح لاتخضع لقوانين الانعكاس الكلي .

فهروب الاشعة من السطوح الجانبية يحدث فقط عندما تكون زاوية سقوط الاشعة على هذه السطوح صغيرة نسبياً لان معامل انكسار الياقوت عالٍ جداً . ويعتبر الشعاع الذي يسير بالاتجاه الذي لايجعله ينعكس انعكاساً كلياً عند السطوح الجانبية ، غير مهم من وجهة نظر النظرية الليزرية ، لأن جزء الطاقة غير الاشعاعية النامية في هذه الاشعة يكون صغيراً جداً . ولأن معظم الأشعة المستحثة تنمو بمجالات يكون انتشارها تقريباً ، او بالضبط ، في الاتجاه المحوري لليزر . وبناءاً على ذلك ، ولغرض وصف صيغ الاشعة المستحثة ، سنستفيد من فكرة التجويف ذات الجدران الموصلة كتقريب اول .

ولربما يكون القارىء قد لاحظ سابقاً بشيء من التساؤل ، على اننا مازلنا نتداول بالاشعة ، على الرغم من أن هدفنا المعلن هو استثمار المجال الاشعاعي في تجويف رنان حيثما يكون مبدأ او مفهوم الاشعة غير ملائم . ولكيما نحصل على شكل التوزيع المجالي الكهرومغناطيسي في تجويف رنان ، علينا حل معادلات ماكسويل تحت ظروف حدية ملائمة . ولكن نقول بأننا لايمكننا استخدام اي من النظريتين ، النظرية الشعاعية ray theory ونظرية الموجة اللا اتجاهية Scalar wave theory ، في تحليلنا لانها تعتبران غير ملائمتين في هذه الحالة .

ولا محل هنا لاشتقاق الصيغ والترددات المميزة للمرنانة الاسطوانية . لأن هذا الموضوع قد نما وتطور في مراجع كثيرة يتعلق معظمها في خطوط المايكرويف الارسالية micro wave transmission lines [5] . ومن المفيد ، على كل حال ، ان نلخص بعض من النتائج المتوفرة لهذا النظام ، لانها تمدنا بتوجيهات تتعلق بمشاكل الصيغة الليزرية .

فليكن المقدار $\omega = 2\pi\nu$ هو التردد الزاوي لمجال كهرومغناطيسي دوري ، وليكن $k = \omega\eta/c$ هو العدد الموجي المناظر ، في وسط معامل انكساره η .

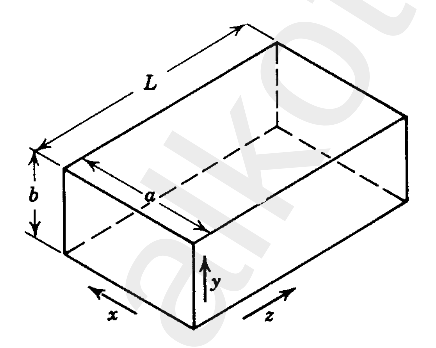
فالحلول الدورية لمعادلات ماكسويل في تجويف رنان متوازي الاوجه ، يمكن تمثيلها بمجاميع حدود اشتقت من اجهادات اتجاهية vector potential دوالها تعتمد على الاحداثيات الفضائية وعلى الزمن بالشكل

$$\exp[i(k_1x + k_2y + k_3z - \omega t)], \qquad (5.1)$$

حيث

$$k_1^2 + k_2^2 + k_3^2 = k^2. \qquad (5.2)$$

كما ان الظروف الحدية boundary conditions عند الجدران الموصلة للتجويف ، تحد اكثر من قيم المقادير k_3 و k_2 و k_1 ، لانه يجب ان تتلاشى المركبة المماسية للمجال الكهربائي عند الجدران . واذا تم اختيار المحاور وابعاد التجويف الرنان كما هو مؤشر في الشكل 3.6 ، فأن التعبيرات من النوع المعطى بالعلاقة (5.1) ستقترن لانتاج تغيرات جيبية للمجال الكهربائي كدالة للاحداثيات . وهنا تلزمنا الظروف الحدية بأن يكون $k_1a = l\pi$ و $k_2b = m\pi$ و $L = n\pi$
k_3 ، حيثما تكون الاعداد l و m و n ، اعداداً صحيحة .



شكل 3.6 مرنانة كهرومغناطيسية متوازية الاوجه

وفي التوزيعات السائدة ، تكون الجوانب a و b متساوية تقريباً ، بينما يكون الجانب L اكثر طولاً . ويؤخذ الاحداثي Z باتجاه البعد الاطول . ويسمى عندئذ بالاحداثي الطولي ، بينما يدعى المستوى Z = constant المستوى المستعرض . ومعروف من نظرية خطوط المايكرويف الارسالية بأن التذبذبات المميزة لتجويف رنان اسطواني مجوف جيد التوصيل ، تكون اما من نوع الكهربائي المستعرض (TE) او من نوع المغناطيسي المستعرض (TM) . ومعنى هذين الاصطلاحين هو كما

يلي : يدعى التوزيع المجالي بالكهربائي المستعرض ، اذا كان المتجه الكهربائي في اي مكان من التجويف الرنان عمودياً على محور الاسطوانة ، اي عندما تكون $E_z = O$. وبالمثل فأن $H_z = O$ يميز المجالات من نوع (TM) . ويمكن تمثيل كل التذبذبات الممكنة داخل التجويف الرنان بمجاميع تذبذبية من الانواع TE و TM . كما وتعتبر الموجة المستوية المتجانسة من نوع التذبذبات الكهرومغنطيسية المستعرضة لان متجهاتها الكهربائي والمغناطيسي عموديان على اتجاه انتشارها . ويمكن ان تتواجد الموجة الكهرومغناطيسية المستعرضة (TEM) في خط ارسالي متحد المحور coaxial ولكن ليس في خط ارسالي أجوف أو في مرنانة جوفاء hollow resonator *[5] .

ويتم تعريف وتصنيف الصيغ المختلفة للتذبذب في تجويف رنان متوازي الاوجه ، بواسطة نوعية الصيغة التي تؤخذ بنظر الاعتبار وكذلك بواسطة الرموز l و m و n . ويتم تمييز ابسط انواع الصيغ TE من معرفة التغيرات التالية لمركبات مجاله الكهربائي

$$E_x = 0, \qquad E_y = \sin\frac{\pi x}{a}\sin\frac{n\pi z}{L}, \qquad E_z = 0.$$

ويدعى التوزيع المجالي المستعرض لهذه الصيغة ، بالصيغة من النوع TE_{10} ، وهذا يعني بان $l = 1$ و m=o . اما الصيغة الكاملة للمرنانة ، فتدعى بالصيغة TE_{10n} . وتمتلك الصيغة العامة TE_{lmn} المستقطبة باتجاه المحور y ، التوزيع المجالي التالي :

$$E_x = 0, \qquad E_y = \sin\frac{l\pi x}{a}\cos\frac{m\pi y}{b}\sin\frac{n\pi z}{L}, \qquad E_z = 0.$$

ولايحوي التوزيع المجالي المستعرض للصيغة الاولى (TE_{10}) من هذه الصيغ على خطوط عُقدية nodal lines من المجال الكهربائي في مستو المقطع العرضي . بينما في الحالة العامة (TE_{lm}) ، يوجد l-1 من الخطوط العُقدية الموازية الى الاحداثي y ، ويوجد m من الخطوط العقدية الموازية للاحداثي x . والحالة مشابهة بالنسبة للموجات TE المستقطبة في الاتجاه x . ولا يوجد فرق كبير بالنسبة للموجات التي من نوع TM .

* نقصد بمرنانة جوفاء او خط ارسالي اجوف ، على انه توزيع محدد مقطعه العرضي بشكل منحني مغلق بسيط .

كما يكون التوزيع المجالي المستعرض البسيط لاي نوع من الانواع التذبذبية غير محتوٍ على خط عُقدي ، ولكن كلما تقدمنا باتجاه الصيغ من النسق الاعلى (قيم اعلى من l و m) يزداد عدد الخطوط العُقدية وينشأ عن ذلك شبكة من مجموعتين متعامدتين من الخطوط العقدية . . .

وعندما تكون المرنانة بشكل اسطوانة دائرية قائمة بنصف قطر r وطول L ، تستبدل الدوال الاسية المعقدة للمجال في العلاقة (5.1) بالدوال الاسطوانية . ونحصل بدل العلاقة (5.2) على

$$\kappa^2 + k_3^2 = k^2, \qquad (5.3)$$

حيثما تمتلك الكميات k و k_3 لنفس معناها السابق . اما الثابت k فيغطي التغيير الحاصل للمجال الكهرومغناطيسي في مستوي المقطع العرضي . وبالنسبة للموجات TM ، يتناسب المجال الكهربائي طردياً مع المقدار $J_l(\kappa\rho)\ \exp(il\varphi)$ ، بينما يتناسب بالنسبة للموجات TE طردياً مع المقدار $J'_l(\kappa\rho)\ \exp(il\varphi)$. وتلزم الظروف الحدية بأن يكون $J_l(\kappa r) = 0$ للموجات TM و $J'_l(\kappa r) = 0$ بالنسبة للموجات TE . وبأقران كل الظروف الحدية في علاقة واحدة . نحصل على
' ' d'

$$\left(\frac{p_{lm}}{r}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{L}\right)^2 = k^2, \qquad (5.4)$$

حيثما p_{lm} هو الجذر الذي رتبته m (mth root) لدالة باسيل Bessel function من النسق l في حالة الموجات TM والجذر الذي رتبته m لمشتقة نفس الدالة في حالة الموجات TE . ويدل الرقم l على عدد الخطوط العقدية النصف قطرية radial nodal lines ؛ ويمثل الرقم m-1 عدد الدوائر العُقدية في داخل المقطع العرضي ويمثل الرقم n-1 عدد المستويات العُقدية المتواجدة مابين السطوح النهائية .

ويكون التأكيد دائماً في نظرية الموجات الدقيقة (microwaves) على إيجاد الصيغ التذبذبية ذات الدرجات الواطئة ؛ وهذا يعني ، اختيار القيم الصغيرة للمقدار k (و ν) المنسجمة مع ابعاد التجويف الرنان . بينما يكون البحث دائماً في النظرية النظرية ، عن الصيغ المحورية باحسن صورة والتي تتواجد في مدى ترددي يسمح باستيعاب مجموعة ضخمة من الصيغ . والسبب في ذلك يعود الى

مواضعها التي تقع فوق ترددات صيغ الدرجات الواطئة بعدة مراتب عشرية. ونعني بالصيغ المحورية تلك الصيغ التي تمتلك توزيعات مجالية مستعرضة وتكون حاوية على قليل من الخطوط العُقدية. وتكون كل من l و m لهذه الصيغ هي اعداد صحيحة صغيرة، بينما يكون العدد n كبيراً جداً، حيث تتغير قيمته في الحالات العملية من 10^4 الى 10^6. وتتراوح الاعداد p_{lm}، والمستخدمة اعلاه مابين 2 و 20، وهذا يكون عندما تتحدَدَ كل من l و m باعداد صحيحة صغيرة. وبناء على هذا، يكون الحد الاول من الطرف الايسر للعلاقة (5.4) صغيراً جداً فيما لو قورن بالحد الثاني، ولذلك فالتردد المحسوب في حالة اهمال p_{lm}، يكون تقريباً هو التردد الصحيح. وبالحقيقة، إن اهمال p_{lm} يكون مكافئاً فيما لو ادخلنا التقريب للموجة المستوية في المقطع (3.4)، لان عندما نضع $p_{lm} = O$، ستختصر العلاقة (5.4) وتصبح $n\pi/L = k$، وهذه مكافئة للعلاقة (4.2).

ولقد بينت النظرية الكهرومغناطيسية على أن الصيغ الفجوية تكون متعامدة orthogonal مع بعضها البعض من الناحية الرياضية. وهذا يعني من وجهة النظر الفيزياوية بأنه يمكن اثارة التذبذبات الكهرومغناطيسية وباية صيغة من هذه الصيغ من دون إثارة الصيغ الاخرى. ويمكننا ان نقول وفي اقصى الحالات المثالية، بأنه ليس هناك اي فعل متبادل بين الصيغ المختلفة من التذبذبات. وهذا العزل isolation يكون صحيحاً فقط في الحالة المثالية عندما تكون جدران التجويف موَصِّلة تماماً وتمتلك الشكل الهندسي المضبوط. واما الشذوذ عن هذه الشروط المثالية، أو كأن يتواجد مادة مستقطِبة في داخل التجويف، فيحتمل ان يؤدي الى حصول ربط بين الصيغ المختلفة، وهذا يعني، إنتقال الطاقة من صيغة تذبذبية الى صيغة تذبذبية اخرى.

وفي الجهاز الليزري، يتم تنظيم الوضع بطريقة معينة تعمل على صيانة هذه الظروف المثالية فقط لصيغ تذبذبية قليلة نسبياً. ويصمم التجويف الرنان عمداً ليكون مبذراً للصيغ التذبذبية ذات الانواع غير المرغوب فيها. وتكون الصيغ المفضلة عند المصمم، هي تلك التي تمتلك اعظم تناظر محوري، اي، باصغر قيمة من l و m. لأن عند تعريفنا لقيم l و m، نُثبت نوعية التوزيع المستعرض للصيغ التذبذبية. وبعد تثبيت كل من l و m، اي تثبيت نوعية التوزيع، سيبقى عندنا مجال للحصول على ترددات ضمن المدى التكبيري لليزر وذلك بالاستفادة من القيم التي يمكن ان يأخذها العدد n الموجود في العلاقة (5.4) للحصول على مثل هذه الترددات. كما وتكون هذه الترددات والتي تعود الى توزيع مستعرض ثابت،

منفصلة عن بعضها البعض بمسافات متساوية تقريباً ، ويكون الفرق بين ترددين متجاورين مساوياً للمقدار $c/2L\eta$ ، وهذه هي القيمة التي حسبت من نظرية الموجة المستقرة في المقطع (3.4) . ويمكن الحصول على هذه النتيجة بالطريقة التالية : ليكن l و m ثوابت ، وليكن k_0 العدد الموجي الذي يحقق العلاقة .

$$\left(\frac{p_{lm}}{r}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{L}\right)^2 = k_0^2 \tag{5.5}$$

لبعض قيم n . وعلاوة على ذلك ، ليكن العدد الموجي k_1 محققاً للعلاقة ،

$$\left(\frac{p_{lm}}{r}\right)^2 + \left(\frac{(n+1)\pi}{L}\right)^2 = k_1^2. \tag{5.6}$$

وبطرح المعادلة (5.5) من (5.6) ، نحصل على

$$k_1^2 - k_0^2 = \frac{(2n+1)\pi^2}{L^2}, \tag{5.7}$$

والتي يمكن وضعها بالشكل

$$k_1 - k_0 = \frac{(2n+1)\pi^2}{(k_1+k_0)L^2}. \tag{5.8}$$

وكما ذكرنا سابقاً ، يكون الفرق في قيم k صغيراً ؛ وكل منها يساوي تقريباً $n\pi/L,$. اذن ، لو احللنا المقدار $n\pi/L$ بدل المقدار $\frac{1}{2}(k_1+k_0)$ ، واهملنا العدد 1 الذي يلي المقدار 2n ، نحصل على

$$k_1 - k_0 \approx \frac{\pi}{L}. \tag{5.9}$$

والان لندخل الترددات والتي تعطى بالمعادلة $k = 2\pi\nu\eta/c$. يصبح الفرق الترددي بين صيغتين متجاورتين كما يلي :

$$\nu_1 - \nu_0 = \frac{c}{2L\eta}. \tag{5.10}$$

وهذه النتيجة لاتعتمد على المقدار n ولا على نوعية الصيغة ، ولكنها صحيحة فقط عندما نستخدمها لعمل مقارنة بين صيغ تذبذبية من نفس التوزيع المستعرض . واما الفرق الترددي بين صيغ من انواع مختلفة فيجب ان يتضمن على الفروق بين مقادير المقدار p لهذه الصيغ .

وفي الواقع ، ان الليزر هي ليست صندوق بجدران موصلة بل هي عبارة عن مرنانة عازلة dielectric resonator بظروف حدية مناسبة للسطح البيني الذي يتخلل الهواء والعازل . واذا ما طبقت هذه الظروف الحدية عند سطح الاسطوانة فأنها ستؤدي تقريباً الى حدوث توزيعات مجالية كهرومغناطيسية تكون أكثر تعقيداً من تلك التوزيعات الحاصلة في تجويف اسطواني بجدران موصلة [5] . ومع ذلك ، فالمعادلة التي تحدد الترددات الرنينية تكون دائماً من النوع الذي يغطى بالعلاقة (5.3) . اما الفرق الاساسي بين الاسطوانة العازلة والتجويف الموصّل هو أن في حالة التجويف الموصل ، يتم تحديد القيم الممكنة للمقدار κ بالحلول الناتجة من حل المعادلتين $J_l(\kappa r) = 0$ و $J_l'(\kappa r) = 0$ ؛ بينما تكون المعادلات التي تحدد قيم المقدار κ في حالة العازل ، أكثر تعقيداً . وعلى الرغم من ان قيم κ المحسوبة في هذه الحالة تكون مختلفة ، ولكن هذا لا يهمنا كثيراً مادام اهتمامنا متركز فقط على الترددات الليزرية . وقد وجدنا سابقاً بأن المسافات الفاصلة لترددات الصيغ المتشابهة لا تعتمد على قيم المقدار κ . اما الفروق بالترددات للصيغ المختلفة ، فبالطبع تتأثر ، الا ان هذه الحقيقة ليست ذا اهمية من الناحية العملية .

ولقد عملنا تكراراً بالنص الذي يقول بأن عدد الصيغ التذبذبية الممكن استحداثها في التركيب الليزري يكون كبيراً جداً . ومن الجيد الان ان نشرح بدقة ما نعنيه بمثل هذا النص ونعطي بعض المعلومات الكمية quantitative المتعلقة بكثافة الصيغ density of modes . فعندما نناقش عدد التذبذبات الكهرومغناطيسية الممكن استحداثها في التجويف الرنان ، يتحتم علينا دائماً ان نعيّن مرجعاً لمدى ترددي معلوم ، وذلك لأن كل تجويف يمتلك تردداً مميزاً ادنى ، يليه سلسلة غير منتهية من الترددات المميزة الاخرى . والسؤال هو ، كم من هذه الترددات ستقع في مدى ترددي محدود ؟ انه مبين في كثير من المراجع الاساسية ، انه اذا كان ما نفرضه هو وعاء مكعب ضلعه a وجدرانه الداخلية عاكسة كلياً ومملوء بمادة معامل انكسارها η ، فعندئذ سيكون عدد التذبذبات الكهرومغناطيسية المستحدثة فيه والتي لا يزيد ترددها عن التردد ν هو مايعطى بالعلاقة

$$P(\nu) = \frac{8\pi\nu^3\eta^3 a^3}{3c^3}; \qquad (5.11)$$

وتكون عندئذ الكثافة الصيَّغية لكل وحدة حجم ولكل وحدة فترة ترددية هي

$$. p(\nu) = \frac{1}{a^3}\frac{dP}{d\nu} = \frac{8\pi\nu^2\eta^3}{c^3} = \frac{8\pi}{\lambda^3\nu}. \text{———} = \text{———} \qquad (5.12)$$

ويلعب هذا التعبير دوراً مهماً في ربط المعدلات الزمنية للانبعاث الآني والمستحث . ويمكن الان كتابة علاقة اينشتاين الثانية والمعرفة في المقطع 1.3 ، بالشكل

$$A_{nm} = h\nu p(\nu) B_{nm}. \qquad (5.13)$$

ولو اردنا تطبيق المعادلة (5.12) على الياقوت نقول . بأن تردد الاشعة المبتعثة من الياقوت هو $\nu = 4.3 \times 10^{14}\ sec^{-1}$. والطول الموجي المناظر لهذا التردد في الياقوت (معامل انكساره $\eta = 1.76$) هو $\lambda = 4.0 \times 10^{-5}\ cm$ ؛ لذلك تكون الكثافة الصيغية في هذه المنطقة الطيفية ، والمحسوبة من المعادلة (5.12) ، مساوية $0.9 sec\ /cm^3$ تقريباً . وهكذا وبحساب كل الصيغ الممكن استحداثها في واحد سنتمتر مكعب من الياقوت ، سنجد بأن المسافات الفاصلة بينهم ستكون اقل من 1 Hz بدلالة التردد ، في مدى طيفي مناسب .

كما ان اتساع الخط الطيفي الذي قيمته 0.1 Å ، يناظر امتداداً ترددياً نسبياً يقدر بحوالي جزء واحد من 70,000 ، وبالتالي فهو يناظر امتداداً ترددياً يقدر بحوالي 6×10^9 Hz . ومن الواضح ، أن مثل هكذا مدى ترددي سيحوي عدداً هائلاً من الصيغ التذبذبية . ولكن سيقع فقط جزء صغير جداً من هذه الصيغ في مخروط ضيق يتمركز حول الاحداثي الطولي لليزر ، ولهذا السبب ستعمل الليزر كمولد فقط لهذه الصيغ التذبذبية المفضلة .

ان المواضيع المطروحة في هذا المقطع تخدم وبصورة مبدئية كدليل يوضح كل ما يتعلق بالصيغ التذبذبية وتوزيعاتهم الترددية في تركيب اسطواني يشابه الجهاز الليزري من الناحية الهندسية . وبالطبع ، يكون الجهاز الليزري أكثر تعقيداً من التراكيب المثالية المعتبرة هنا . كما لايمكننا اعطاء شرح ذات معنى كامل من الناحية الفيزياوية للتذبذبات الليزرية ، من دون اشراك معدلات الخسارة الزمنية loss rates للصيغ التذبذبية الممكن استحداثها . وبالحقيقة ، ان جوانب الليزر تكون غير عاكسة وهذا بالطبع ، يُشكل اختلافاً مهماً ، وخاصة في حالة الليزرات

الغازية . وعلى الرغم من أن النظرية الفجوية cavity theory تجهزنا بتقريب كافٍ بالنسبة لليزرات الصلبة ، الا انه من الضروري ايجاد طريقة جديدة تماماً لاستخدامها في حساب صيغ الليزرات الغازية . ولأن الليزرات الغازية تكون تراكيب مفتوحة وبصورة كبيرة . وسنأتي الى شرح تاريخ تطور هذه الطريقة الجديدة في المقطع 3.7 بعدما يتم استثمار النتائج العامة للتركيب الصيغي mode structure على العملية التشغيلية للجهاز الليزري .

3.6 علاقة التركيب الصيغي بالخارج الليزري
Relation of mode structure to laser output

يمكن تلخيص المميزات الاساسية العامة للجهاز الليزري كما يلي : هو عبارة عن تركيب له القابلية على التكبير ضمن مدى ترددي ضيق يتم تحديده بشرط العتبة . ويكون التكبير هو دالة ترددية ، ويتم تحديد شكل منحني دالة التكبير من مظهر وشكل الخط الطيفي . ويمكن اعتبار الجهاز الليزري ايضاً على أنه تركيب رنان بعدة صيغ تذبذبية ، تكون تردداتها المميزة متقاربة فيما بينها . وعموماً ، تحوي منطقة التكبير للمادة الليزرية على عدد ضخم من الترددات المميزة للتركيب الرنان .

فالليزر ، كتركيب رنان ، يمكن تمييزها بصيغها التذبذبية والتي يمكن تمثيلها بالتوزيعات المجالية المستقرة لتجويف مغلق . كما ويمكن وصف كل صيغة من صيغ الليزر هندسياً بواسطة المجال الكهربائي الساقط على أحد السطوح النهائية وبواسطة عدد السطوح العقدية المستعرضة والمتواجدة بين مرآيا الليزر . واما التمييز الفيزياوي للصيغة فيشتمل بالاضافة للمقادير الهندسية ، على تعيين المعدل الزمني لأضمحلال الصيغة ذاتها .

وحينما يتعلق الامر بالوصف الهندسي للجهاز الليزري ، يكون اهتمامنا مبدئياً بتوزيعات كل من السعة amplitude والطور phase والاستقطاب polarization على امتداد مقطع عرضي نموذجي للجهاز الليزري ، او على امتداد واحدة من مرآياه . ويدعى مثل هكذا توزيع فيما اذا كان في المستوى المستعرض ، او على سطح مشابه ، بالتوزيع الصيغي المستعرض . ويتناسب عدد السطوح العقدية المستعرضة تناسباً طردياً مع طول الجهاز الليزري . وهذا العدد ، مجتمع مع التوزيع الصيغي المستعرض ، يساعدنا في تحديد التردد المميز للتذبذب الرنيني . ومن المعلوم انه

يتواجد في الجهاز الليزري صيغ مختلفة تمتلك نفس التردد الرنيني . ولهذا السبب ، تعتبر الليزر بصورة عامة ، مرنانة كهرومغناطيسية عالية الانحلال highly degenerate .

وكما في جميع تمارين القيم الوصفية المنحلة والدوال الوصفية المنحلة degenerate eigenvalue-eigen function problems الموجودة في الفيزياء الرياضية ، تكون القيم الوصفية (الترددات المميزة) ، هي الكميات الوحيدة القابلة للتحديد . بينما لايجوز اعتبار الدوال الوصفية (الصيغ) وحيدة بحد ذاتها ، وذلك لان كل المجاميع الخطية من الدوال الوصفية والتي تخص القيمة الوصفية نفسها ، تكون دوال وصفية صحيحة بالتساوي . ففي الليزرات مثلاً ، يمكننا إقران صيغتين ، الاولى باستقطاب افقي ، والاخرى باستقطاب شاقولي لنحصل بعد ذلك على صيغ جديدة وبالتردد نفسه .. وتختلف الليزر التي تمتلك صيغاً مستعرضة بمقطع عرضي دائري او مربع ، فقط بطريقة تعيين المحاور x و y ، واذا امتلكت الصيغ ترددات رَنينية متساوية ، فأنه بالامكان ايضاً إقران هذه الصيغ للحصول على صيغ جديدة .

واما في حالة التجويف الكهرومغنطيسي المثالي ، فتكون فيه الصيَّغ التذبذبية مستقلة عن بعضها البعض (الصفة التعامدية orthagonality) ، وتكون جميع انواع الصيغ التذبذبية من النوع عديم الخسارة ، اي غير مضمحل . ولكن في الوضع الفيزياوي الفعلي ، تتواجد كمية معينة من الربط بين الصيغ المختلفة للتجويف ، واستناداً لهذه الحقيقة ستمتلك كل صيغة تذبذبية معدلاً زمنياً محدوداً للاضمحلال . وتقليدياً يوصف المعدل الزمني للاضمحلال بالمقدار Q للحالة التذبذبية . * بينما يتناسب المعدل الزمني للخسارة تناسباً طردياً مع المقدار $1/Q$. وفي التركيب الليزري ، يتغير المعدل الزمني للخسارة وبصورة واسعة بين صيغة تذبذبية واخرى ، وذلك بسبب الاختلاف الموجود بين صيغة واخرى في المعدل الزمني لهروب الاشعة لكل صيغة . وتمتلك الصيغ المحورية ، اي الصيغ ذات الدرجة العالية من التناظر بالنسبة للمحور الليزري ، مقادير عالية من Q مقارنة بالصيغ الأخرى

وتقوم كل صيغة متهيجة في داخل الليزر ، بعمل توزيع خاص بها ، تشارك به في الحزمة الليزرية . وبناء عليه ، فأن أُثيرت صيغ تذبذبية بترددات مختلفة ، فأن

---

* يعرف المقدار Q على انه الطاقة المخزونة في متذبذب حر الحركة ، ذات تردد زاوي زنيني ω_0 يتغير مع الزمن من خلال العامل $\exp(-\omega_0 t/Q)$.

الخارج الليزري سوف لايكون احادي الطول الموجي . ولذلك ، فالتوزيع الموجه للاشعة المبتعثة سيكون حاملاً لمميزات كل صيغة اضافة للمميزات الناتجة عن ربط هذه الصيغة مع الظروف الخارجية . وتُشع الصيغ المحورية بحزمة متناظرة ومتمركزة حول المحور الليزري . بينما تشع الصيغ المبتعدة عن المحور بزاوية عن المحور . ويتكون نمط Pattern المجال الاشعاعي البعيد والناتج من ليزر اسطوانية تامة التناظر ، من بقعة مركزية central spot محاطة بعدة حلقات rings . والبقعة المركزية تكوّنها الاشعة المبتعثة من قبل الصيغ المحورية، بينما الحلقات تُكوّنها الصيغ المبتعدة عن المحور off-axis modes .* ولو اننا نرغب بالحصول على القدرة العظمى لحزمة متمركزة واحادية الطول الموجي ، فأننا نتعمد حجب الصيغ غير المحورية لتحقيق غايتنا .

وكون حقيقة الليزر هي تركيب رنان ، يجعل من الضروري ان نعيد فحص قوانين الامتصاص والابتعاث المستحث للاشعة عندمايتم تطبيقها على منظومات ذرية في داخل التجويف الرنان . والآن لنعتبر بأننا قد تمنا بتأشير الصيغ التذبذبية لهذا التجويف بطريقة ما وبرموز دليلية معينة ، وليكن i هو الرمز الدليلي الذي يُعرِّف الصيغة التي تؤخذ بنظر الاعتبار . واضافة لذلك ، لنجعل n_i يمثل عدد الفوتونات المتواجدة في الصيغة i . إذن ، فالنظرية الكمية للاشعة ستزدونا بالنتيجة التالية [6] :

يتناسب المعدل الزمني الذي تمتص به الذرة الموجودة في هذا التجويف الفوتون من الصيغة i لكيما تتغير طاقتها الداخلية من E_1 الى E_2 ، تناسباً طرديا مع المقدار $n_i\delta(E_2 - E_1 - h\nu_i)$. * ويتناسب المعدل الزمني الذي يكتسب به المجال الاشعاعي للفوتون في الصيغة i ، والذي يرافقه خسارة في طاقة الذرة ، تناسباً طردياً مع المقدار $(n_i+1)\ \delta\ (E_2 - E_1 - h\nu_i)$.

ويمكن تطبيق هذه النظرية على الابتعاث الآني ، لأن هذا النوع من الابتعاث يحصل في اية صيغة من الصيغ المتوفرة وبالاحتمالية نفسها ، عندما يكون المقدار $n_i = 0$ لجميع قيم i . ويتناسب المعدل الزمني للابتعاث الآني طردياً مع العدد الكلي للصيغ المتوفرة . ويعطى هذا العدد في حالة كون التجويف الرنان كبيراً ، بالعلاقة

---

* من المحتمل ظهور حلقات حيود ، ولكن هذا شيء لايتصل بموضوعنا .

* هنا الرمز $\delta(x)$ يدل على دالة الدلتا لديراك Dirac's delta function ، او دالة موجة مشابهة تتمركز حول $x = 0$ ومُعيّرة بحيث يكون تكاملها واحد .

(5.12) . ومن هذا يتبع مباشرة ، بأن نسبة المعدل الزمني للابتعاث الآني الى المعدل الزمني للابتعاث المستحث يجب ان يساوي الكثافة الصيغية mode density مضروبة في طاقة الكم الواحدة $(h\nu)$ ، وهذه النتيجة تتفق مع علاقة اينشتاين (3.6) في الفصل الاول .

وإن النتيجة الاساسية لهذه النظرية والتي تهمنا الآن ، هو إن الابتعاث المستحث وفي اية صيغة من الصيغ المتوفرة ، يحدث بمعدل زمني يتناسب طردياً مع الكثافة الاشعاعية في تلك الصيغة . وكنتيجة لذلك ، ستشتغل الليزر بكل الصيَّغ التي تتغذى وبصورة منفصلة على الشعبية المعكوسة المتوفرة . وهذا يعني بأن عدد الفوتونات سينمو ويزداد في اية صيغة فيما اذا تحقق شرط العتبة لهذه الصيغة المعنية . وحيث ان الصيغ المختلفة تمتلك ترددات رنينية وعوامل خسارة مختلفة ، لذا سيصل الى حد العتبة فقط نخبة منتقاة من تلك الصيغ . ولكيما يتحقق ذلك ، يجب ان تتوفر الشروط التالية : أولاً ، يجب ان يقع التردد الرنيني للصيغة ضمن المنطقة التي يكون فيها منحني التكبير موجب . وثانياً ، يجب ان يحقق شروط العتبة العام والذي يعطي بالعلاقة (1.4) ، واعني $\alpha = \gamma/L$ ، بدلالة مدى العمر للفوتون t_p وكما يلي :

$$\alpha = \frac{1}{ct_p}\,\frac{L'}{L} \qquad , \qquad (6.1)$$

حيث L' هي المسافة البصرية بين المرايا . وتمتلك كل صيغة مدى عمر معين للفوتون الخاص بها t_{pi} ، وهذا يرتبط بالمقدار Q لتلك الصيغة عن طريق العلاقة .

$$Q_i = 2\pi\nu_i t_{pi}. \qquad (6.2)$$

وبناء عليه ، سيكون شرط العتبة للصيغة i هو *

$$\alpha(\nu) = \frac{2\pi\nu}{Q_i c}\frac{L'}{L} = \frac{2\pi}{\lambda Q_i}\frac{L'}{L}. \qquad (6.3)$$

---

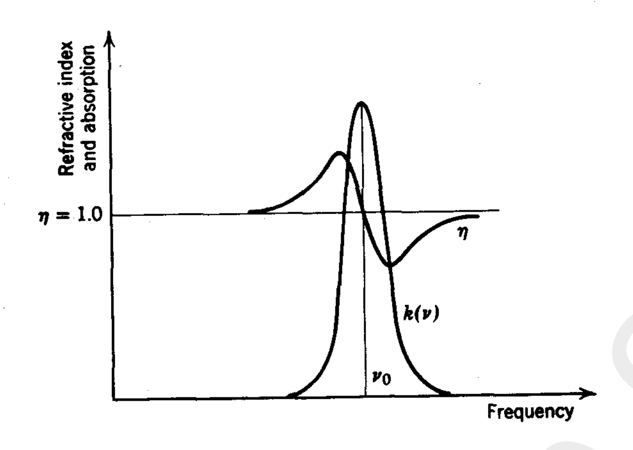
* الغيت الرموز السفلية الدليلية لكل من ν و λ ، وذلك لأن هذه الكميات تتغير بمقدار صغير ضمن مدى الاتساع الخطي line width .

ولكيما يتم تركيز معظم الطاقة المتوفرة لنا في صيغ تذبذبية قليلة العدد ، يتم تصميم الليزر بطريقة تمكنها من جعل عدد قليل من المقادير Qi ذات قيم كبيرة . وبهذا سيتواجد التشغيل الليزري فقط عند عدد قليل من الترددات المنتقاة. وهكذا وضع مبيَّن في الشكل 3.5 ، حيث يظهر بأن الاتساع الخطي الذري هو اكثر وسعاً من الاتساع الخطي للصيغ المحورية المبينة في الشكل .

ويظهر الشكل ايضاً ، بأن الترددات الخارجة من الليزر تكون متباعدة عن بعضها البعض بمسافات متساوية ، وهذا ماكنا نتوقعه من الخلاصة التي توصلنا اليها في المقاطع 3.4 و 3.5 . فقد تبين في المقاطع المذكورة ، بأن الصيغ المحورية ذات الدرجات العليا high-order axial modes لتجويف غير فعال passive cavity ، تنفصل تردداتها بمسافات متساوية . وقد حسب الفرق بالتردد للصيغة المجاورة فكان مساوياً للمقدار $c/2L\eta$. وقد أظهر الفحص الدقيق لطيف ليزري متعدد الصيغ بأن ترددات التشغيل الفعلية تُزاح باتجاه التردد المركزي للخط الذري وأن ثبوتية الفروق الترددية تصبح شيئاً تقريبياً فقط . والسبب لهذا الشذوذ هو حقيقة كون الليزر تجويف فعال وليس تجويفاً غير فعال .

وعند حدوث امتصاص او تكبير معتبر القيمة في التجويف الرنان ، فأن معامل الانكسار η لايبقى ثابتاً بل يتغير بصورة سريعة وخاصة في جوار منطقة الامتصاص الاقصى او التكبير الاقصى peak amplification . وهذا التغيير معروف جيداً من دراسات التشتت dispersion ويشابه كلياً التغيير بطور الاستجابة phase of response عندما يجتاز تردد التحريك driving freguency لمتذبذب ما ويعبر منطقة التردد الرنيني . ويبين الشكل 3.7 ، العلاقة البيانية بين التغيير في المقدار η -1 والمقدار $k(\nu)$ كدالة للتردد . كما يبين الشكل ايضاً التغيير الخطي التقريبي للمقدار η -1 في جوار القيمة القصوى لمنحني الامتصاص . وحينما يكون هناك تكبير محل الامتصاص ، تُعكس اشارة المنحني η -1 . وفي هذه الحالة يرتفع المنحني $\eta(\nu)$ بالجوار المباشر للتردد ν_o بمعدل زمني يتناسب عكسياً مع الاتساع الخطي . واما العلاقة الرياضية التي تربط معامل الانكسار بالامتصاص فهي علاقة كرامرس ـ كرونك Kramers-Kronig relation . وبمساعدة هذه العلاقة ، بيَّن العالم Bennett [7] على انه في حالة كون الخط الذري من النوع اللورنسي وذات تردد مركزي ν_a واتساع خطي $\Delta\nu_a$ ، يكون التردد التذبذبي الصيغي الفعلي هو

$$\nu' = \frac{\nu_c \Delta\nu_a + \nu_a \Delta\nu_c}{\Delta\nu_a + \Delta\nu_c}, \quad (6.4)$$



شكل 3.7 تمثيل بياني لعلاقة التشتت

حيثما ν_c هو التردد الصيغي الاقصى و $\Delta\nu_c$ الاتساع الخطي للصيغة في التجويف غير فعال . ولو تطابقت القيم القصوى للخطوط الذرية والفجوية ، يكون $\nu' = \nu_c = \nu_a$، وماعدا ذلك فأن ν' تقع مابين ν_c و ν_a .

ولو طرحنا المقدار ν_c من جانبي المعادلة 6.4 ، نحصل على المعادلة

$$\nu' - \nu_c = \frac{(\nu_a - \nu_c)\,\Delta\nu_c}{\Delta\nu_a + \Delta\nu_c}, \tag{6.5}$$

وبما ان $\Delta\nu_a \gg \Delta\nu_c$، نحصل بالتقريب على

$$\nu' - \nu_c = (\nu_a - \nu_c)\,\frac{\Delta\nu_c}{\Delta\nu_a}. \tag{6.6}$$

وهذه العلاقة تنطبق بصورة تقريبية حتى في حالة حيود الشكل الخطي lineshape عن النوع اللورنسي . ويدعى هذا الزحف للخارج الليزري عن الصيغة الفجوية غير الفعالة passive cavity made وباتجاه مركز الخط الطيفي الذري بالشد الصيغي mode pulling .

3.7 نظرية الحيود لمقياس التداخل المستو لفابري ـ بيرو
Diffraction theory of the plane Fabry-Perot interferometer

تعد النظرية الفجوية cavity theory قاعدة توجيهية تزودنا بحلول كافية تغطي ليزرات الحالة الصلبة التي تمتلك معاملات انكسار عالية القيمة . بينما لايمكن

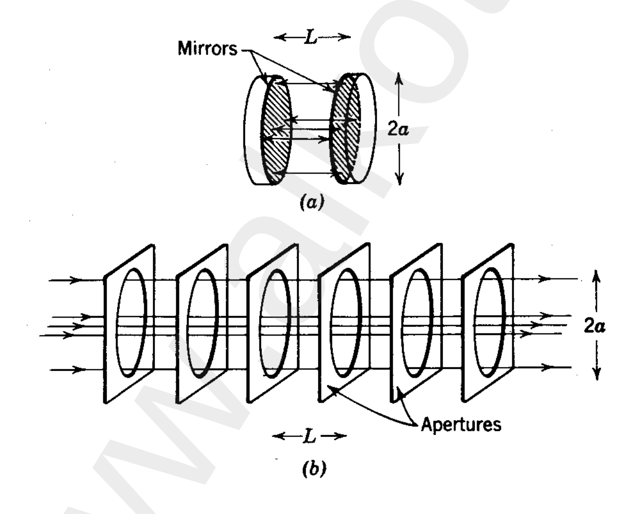
تطبيقها في حالة الليزرات الغازية ، التي هي عبارة عن تراكيب مفتوحة تتكون من زوج من المرايا المستوية او المنحنية توضع عند نهايتي عمود مكبر . فمثلاً في حالة ليزر غازية نموذجية ، ربما يوضع زوج من المرايا الدائرية المستوية قطر كل منها 2 cm مفصولة عن بعضها البعض بمسافة 1 m . ففي وضع من هذا النوع ، لايمكن اهمال الخسارة الناتجة عن حيود الاشعة ، ولربما تكون هذه الخسارة هي العامل المهم الذي يحدد توزيع الطاقة في مقياس التداخل اثناء التذبذب . وكما نعلم ، فأن الشرط اللازم لاستحداث التذبذبات الليزرية ، هو ان يكون مجموع الخسارة في القدرة والناتج من التشتت والحيود المتناثر والانعكاس غير الكامل على المرآيا ، متوازناً مع القدرة المكتسبة عن طريق مرور الاشعة خلال الوسط الفعال . وفي حالة وجود صيغ تذبذبية غير مرتبطة او صيغ تذبذبية متعامدة orthogonal ، فعلى شرط العتبة ان يتحقق لكل صيغة على انفراد ، واعني بهذا ، الصيغ التي يُقدر لها ان تحدث بها التذبذبات .

وتشكل المرآيا المتوازية ذات الشفافية الجزئية للجهاز الليزري ، مقياس التداخل لفابري - پيروت . فعندما تُشغل مثل هذه الالة كجهاز غير فعال passive device باستخدام موجات مستوية متجانسة يتم تجهيزها باستمرار من مصدر خارجي ، تكون عندئذٍ المجالات الداخلية هي ايضاً موجات مستوية متجانسة . اما في الليزر فالحالة مختلفة ، حيث يتم تجهيز القدرة فقط من داخل مقياس التداخل ، وهنا نرى بأن الخسارة بالقدرة والناتجة عن حيود الموجات عند الحافات edges ، تسبب خروجاً ملحوظاً عن حالة التجانس المذكورة اعلاه .

إذن ، فما هي صيغ مقياس التداخل لفابري - پيروت؟ إن هذه الصيغ التذبذبية يمكن تعريفها ومناقشتها بدلالة التوزيعات المجالية المتولدة ذاتياً على مدى سطوح العاكسات . كما ويدعى التوزيع المجالي بالصيغة المتولدة ذاتياً self-reproducing mode او بالصيغة المستعرضة فقط اذا حدَّث ، انه بعد انتشار الموجة من احدى العاكسات والى الآخر ، ومن ثم رجوعها الى النقطة نفسها ، يرجع المجال الى الطور نفسه ونمط السعة نفسها ؛ وهذا يعني بأن الدالة التي تمثل السعة المعقدة على مدى العاكس تضرب بعدد معقد ثابت ، الذي يعطي الازاحة الكلية في الطور والخسارة في الطاقة الموجية لدورة مرور واحدة مغلقة . ويوجد لكل صيغة من هذه الصيغ المستعرضة ، متسلسلة sequence من الصيغ الطولية تكون ازاحة الطور لها لدورة مرور واحدة عبارة عن مضاعفات العدد 2π .

ومن المفيد ان ننظر لمشكلة ايجاد صيغ مستقرة ومتولدة ذاتياً في مرنانة فابري - پيروت بالطريقة التالية :
مادمنا نحن مهتمين بظاهرة الحيود ، فبأمكاننا ان نتصور مرنانة فابري - پيروت المتكونة من مرآتين متوازيتين ، على انها مكافئة لمتسلسلة غير محدودة من الفتحات aperatures منفصلة عن بعضها البعض بمسافات تساوي المسافة بين المرآتين . والشكل 3.8 يوضح مثل هذه التراكيب المكافئة . ولأجل حساب الخسارات الناتجة عن الانعكاس عند المرايا ، نتصور بأن كل فتحة تحوي مرشحاً توهينياً attenuating fitter يعمل على تخفيض سعة الاشعة بالكمية المطلوبة .*

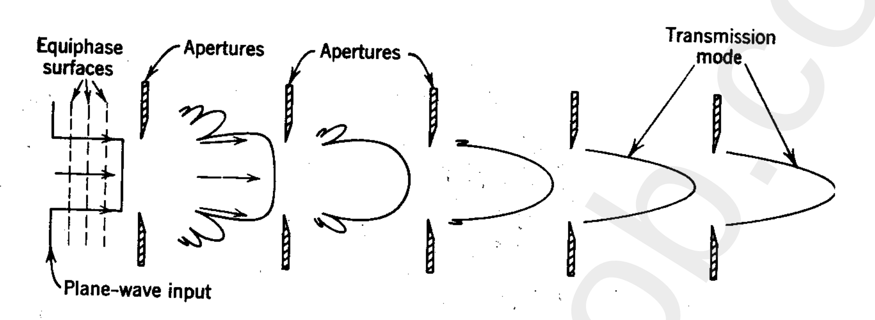
ولو اردنا توضيح التمثيل الذي ادخلناه قبل قليل على مايجري في خط ارسالي transmission line او في مسلك موجات انبوبي waveguide ، نقول بأن الصيغة المتولدة ذاتياً في مثل هذه المنظومة هي عبارة عن توزيع مجالي بصري يمر خلال الخط الارسالي بطريقة مستقرة ، ويتوهن attenuated ولكنه لايتغير باية طريقة كان . بينما لاتفعل الموجة المستوية هذا الشيء ، بل نراها تتغير بسبب ظاهرة الحيود كما هي موضحة في الجانب الايسر من الشكل 3.9 . وقد تظهر عدة نتوءات حيود عند مرور الاشعة خلال الفتحة الاولى . وفقط النتوء الرئيسي



شكل 3.8 مرنانة فابري - پيرو (a) ومنظومة ارسالية مكافئة (b) .

* عندما تكون المرايا غير متساوية ، سيكون عندنا متسلسلة لامحدودة لأزواج غير متساوية من الفتحات ، ولكن هذا لايغير المبدأ الذي نحن بصدده .

يدخل الفتحة الثانية ، ولكن التوزيع في الشدة لهذا النتوء لايبقى متجانساً بعد ذلك ، ولاتبقى ايضاً السطوح المستوية ذات الطور المتساوي ، متجانسة بعد المرور خلال الفتحة الاولى . ومن الواضح بديهياً ، بأن عمليات المرور خلال العديد من الفتحات سوف يؤدي الى تحوير التوزيعات في الطور والسعة بطريقة ما ، تجعل تأثر التوزيع اقل واقل عند مروره خلال الفتحات بالتتابع . وأخيراً ، فأن اي ضوء من خلالهم ، سيقوم بتوزيع كل من طوره وسعته بشكل لايتأثر بهذه الفتحات



شكل 3.9 تكوين الصيغة المتولدة ذاتياً في خط إرسالي عندما تكون الموجة الداخلة هي موجة مستوية .

بعد . وهذا التطور المشبوه موضح في الجهة اليمنى من الشكل 3.9 . وقد اظهرت الحسابات بأن هذا الاستنتاج يؤدي الى النتيجة الصحيحة . كما اظهرت ايضاً بأن التوزيع المتناظر هو ليس فقط الصيغة المتولدة ذاتياً ، بل يوجد العديد (رياضياً ، عدد غير محدود) من الصيغ الاخرى . وهذه الصيغ هي حلول لمعادلة تكاملية تتميز قيمها الوصفية eigenvalues بأنها المقادير المحددة للخسارات الناتجة عن الحيود في هذه الصيغ . والقاريء الذي يرغب بالاطلاع على الطرق الرياضية للنظرية الصيَّغية ، نوصي به للرجوع الى مقالة ممتازة وسهلة القراءة للباحثين Fox and Li [8] ، حيث تحوي تطور اوليات الموضوع ، كما نوصي ايضاً بالرجوع الى مجموعة المقالات الاستعراضية [9-12] ، والتي تعتبر كمقدمات للمراجع الواسعة عن الموضوع . اما هنا فسنحدد انفسنا بنصٍ مختصر عن الطريقة ومن ثم ملخص عن نتائجها .

إن اساس حساباتنا هنا هي قاعدة هايجنز ـ فريسنل التي تساعدنا على حساب توزيعات السعة والطور للاشعة في احدى الفُتحات بدلالة توزيعات السعة والطور في الفتحة التي سبقتها . ولنفرض الآن بأن الدالة المعقدة $u_1(x_1, y_1)$ ، تصف السعة والطور في احدى الفتحات . إذن ، وحسب قاعدة هايجنز ـ فريسنل ، ستعطى

الدالة $u_2(x_2, y_2)$ والتي تصف توزيع السعة والطور في الفتحة اللاحقة ، بتكامل كيرشوف Kirchoff integral التالي :

$$u_2(x_2, y_2) = \frac{ik}{4\pi} \int_{\sigma_1} (1 + \cos\theta) \frac{e^{ikR}}{R} u_1(x_1, y_1)\, dx_1\, dy_1. \tag{7.1}$$

وهنا $k = 2\pi/\lambda$ و R هي المسافة بين النقطتين $P_1(x_1, y_1, 0)$ و $P_2(x_2, y_2, L)$ و θ هي الزاوية المحصورة بين الخط P_1P_2 والاحداثي z . كما يمتد التكامل على مدى الفتحة الكلية δ_1 .

واذا وضعنا u_1 مساوياً للمقدار v ونتج عن ذلك ان $u_2 = \gamma v$ ، حيث ان γ هو ثابت معقد ، فعندئذ يجوز ان نطلق على التوزيع v (x, y) انه توزيع متولد ذاتياً . وهذا يعني بأن التوزيع الاصلي يمكن استعادة توليده ، يستثنى من هذا ، حالة الزحزحة المتجانسة في الطور والانخفاض المتجانس في السعة . فاذا كتبنا العلاقة $\gamma = \exp(\alpha + i\beta)$ ، فسيكون العدد α مقياساً للانخفاض في السعة والعامل β مقياساً لأزاحة الطور . وهكذا ، ولتحديد التوزيع المتولد ذاتياً ، يلزمنا حل المعادلة التكاملية المتجانسة التالية :

$$v(P) = \gamma \int_{\sigma_1} K(P, P')\, v(P')\, dP', \tag{7.2}$$

والذي يعطى داخلها بالعلاقة

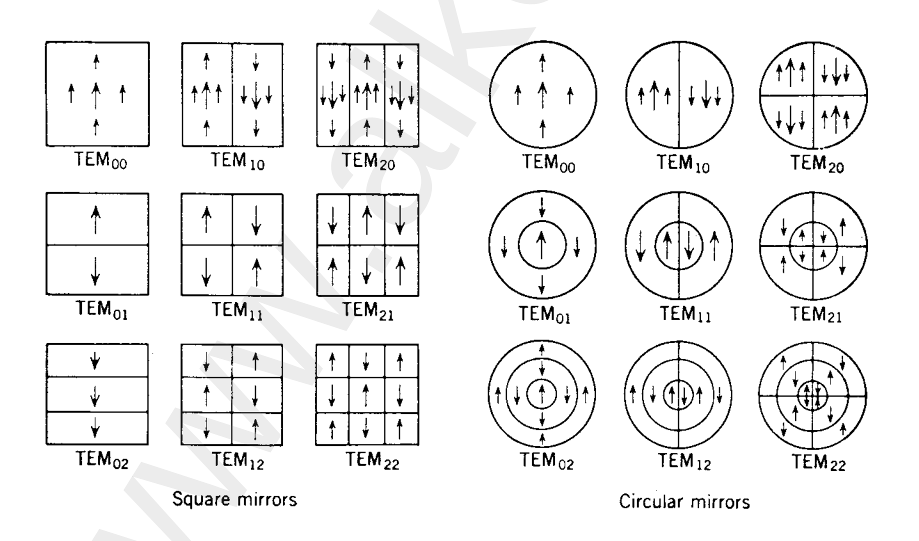
$$K = \frac{ik}{4\pi} \frac{e^{ikR}}{R} (1 + \cos\theta). \tag{7.3}$$

وهذا الداخل Kernal يكون متناظراً فيما اذا كان كل من R و $\cos\theta$ متناظراً في الاحداثيات (x_1, y_1) و (x_2, y_2) . ويُلزم حل المعادلة التكاملية إدخال احداثيات مناسبة لتناظر الفتحة ولمفكوك الداخل expansion of the kernel ، مع الاخذ بنظر الاعتبار الدرجات العليا من المراتب العشرية للطول الموجي وابعاد الفتحة ومسافة الفتحة L .

ولايوجد هناك حلول تحليلية كاملة ومتوفرة للمعادلة التكاملية الموصوفة اعلاه ، ولكن تتوفر معلومات معتبرة تتعلق بطبيعة هذه الحلول . فمثلاً في حالة الفتحات المتوازية الاضلاع ، والتي تمت دراستها بالتفصيل ـ لملائمتهم الرياضية اكثر من اهميتهم الفيزياوية ـ فصلت المتغيرات ومن ثم تم تمثيل الحل بشكل حاصل

ضرب $v(x, y) = v_1(x)\, v_2(y)$. بينما في حالة المرايا الدائرية ، تم تمثيل الحل بالشكل

$v(r, \emptyset) = R_n(r)\, e^{-in\varphi}$ ، حيث n هو عدد صحيح . وصُنفت الحلول بصورة مشابهة للصّيغ التذبذبية في مسالك الموجات الانبوبية والخطوط الارسالية ، اي حسب خطوطهم العقدية ، اي الخطوط التي تقسم الفتحة الى مناطق باطوار متعاكسة opposite phase . ويوضح الشكل 3.10 تخطيطياً بعض من هذه الصيغ والتي يمكن تطبيقها في الليزرات ذات المرايا المربعة او المستديرة . ويتبين بأن الصيغ المتغلبة او الصيغ TEM_{oo} ، لاتمتلك خطوط عقدية ؛ اي لايوجد انقلاب في الطور على مدى الفتحة . بينما في حالة الصيغ TEM_{10} ، تنقسم الفتحة الى نصفين غير متناظرين ، كما مبين في الشكل . وفي حالة المرآيا المستديرة ، تمتلك الصيغ TEM_{mn} ، عدد m من الخطوط العقدية خلال المركز (الاعتماد يكون من خلال العامل $e^{im\varphi}$) وعدد n من الدوائر العقدية المتمركزة على مدى الفتحة . وتُظهر الرسوم الموجودة في الشكل 3.10 ، فقط الاستقطاب الشاقولي ، وبالطبع يمكن الحصول ايضاً على الاستقطاب الافقي وكذلك يمكن الحصول على كافة المجموعات الخطية من الصيغ الافقية والشاقولية المستقطبة .

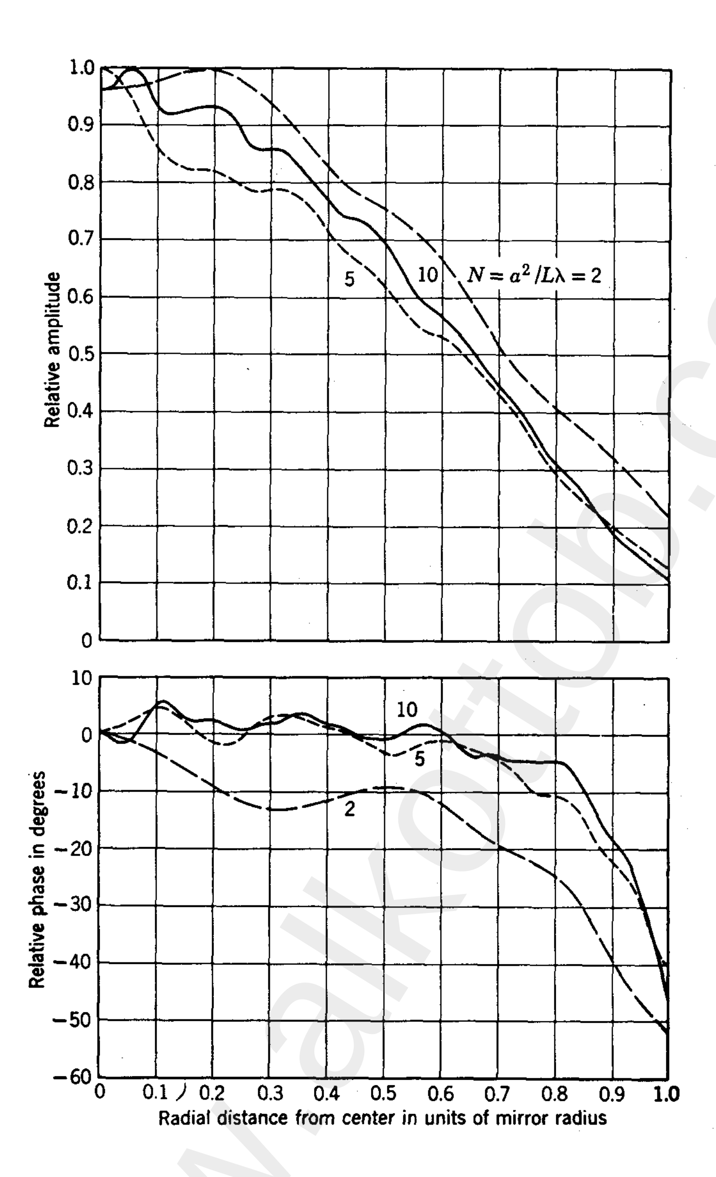


شكل 3.10 توزيعات المجال الكهربائي لمقاييس تداخل بمرايا مستوية

وقد عمل الباحثان فوكس ولي على حساب عددياً معظم هذه الصيغ المهمة ولمجموعة مختلفة من المرايا ، ومن ضمنهم المرايا المستديرة المستوية والتي لإعطيناها اهتمامنا هنا . وكانت طريقتهم للحصول على الحل هو تكرار البدء بتوزيع ذات تناظر مناسب . وقد تم الحصول على توزيعات السعة والطور للصيغة المتغلبة TEM_{00} وذلك بالبدء بالدالة الذيلية $u_1 = 1$ ومن ثم حساب التوزيعات اللاحقة بتكرار تطبيق العلاقة (7.1) ، واعادة تعيير renormalizing السعة القصوى لتساوي واحد 1 قبل تكرار العملية مرة اخرى . ويوضح الشكل 3.11 نتائج هذه الحسابات . ولاتعتبر الابعاد الفعلية للمرآيا ذات اهمية ، بل ان المقدار الوثيق الصلة بالموضوع هو فقط عدد فريسنل ، $N = a^2 / \lambda L$ ، حيثما a هو نصف قطر الفتحات المرآتية المستديرة و L هي المسافة بين المرآيا .

وتستند طريقة استخدام عدد فريسنل Fresnel number على قانون التشابة للحيود similarity law [13] . حيث يؤكد هذا القانون على ان انماط الحيود diffraction patterns الناتجة بواسطة جسمين (او فتحتين) سيكونان متشابهين هندسياً اذا كانت الكمية $x^2 / L\lambda$ هي نفسها لكل من الجسمين . وهنا x تمثل بعد خطي اختياري للجسم و L المسافة الى الشاشة . وهذا يعني فيزياوياً ، بأن كلا الجسمين وهما منظوين من شاشاتهم ، يحويان العدد نفسه من مناطق فريسنل Fresnel Zones. كما وان التموجات الظاهرة على منحنيات الشكل 3.11 ، تتعلق بعدد مناطق فريسنل في ظاهرة الحيود .

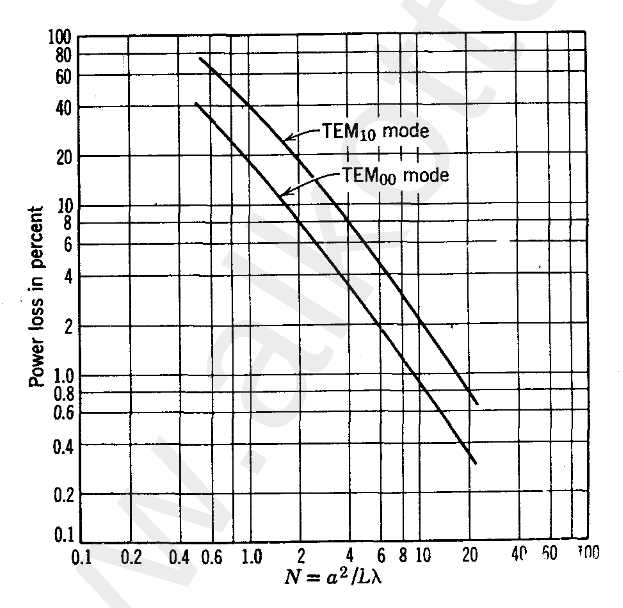
وقد حصل الباحثان فوكس ولي على العديد من التوزيعات غير المتناظرة المفيدة ، وقاما بحساب ، ولعدة مجاميع هندسية ، الخسارات الناتجة عن الحيود والمقترنة بصيغة كل منهم كدوال للعدد N . ونستنسخ في الشكل 3.12 قراءتهم التي سجلت عن خسارات الحيود والتي تخص مقياس التداخل ذات المرايا المستوية المستديرة . ويتبين من هذا الشكل بأن الخسارة التي تنتج بسبب الحيود في مرور منفرد وفي الصيغة TEM_{00} هي حوالي % 0.9 عندما $N=10$ ، وهذه القيمة يمكن مقارنتها بالخسارة الاعتيادية الناتجة عن الانعكاس غير الكامل في الليزر الغازية . مع العلم بأنه بالامكان تطبيق العدد $N=10$ لجهاز ليزري طوله 1 m وقطره 7 mm ، وبطول موجي $1.15\ \mu m$. ومن المفيد ان نذكر بأن عملية ضبط توزيعات السعة والطور على مدى العاكسات ، يؤدي الى تقليل خسارة الحيود مقارنة بقيمتها في حالة فتحة مضاءة بصورة متجانسة .



شكل 3.11 توزيعات السعة والطور النسبية للصيغ المتغلبة (TEM_{00}) بالنسبة لمرايا مستوية مستديرة . (استنسخت من Bell System Technical Journal بسماح من شركة التلفون والبرق الامريكية) .

ويعتبر التغيير الحاصل في الخسارة الناتجة عن الحيود بين صيغة واخرى ، عاملاً مفيداً ، لأنه ان لم يكن هناك فرق كبير بالخسارة بين الصيغ التذبذبية المختلفة ، فأن الليزر المتهيجة جيداً فوق حد العتبة ستتذبذب بصيغ متعددة وفي آن واحد . وعلى الرغم من ان الخسارات المقترنة بالانعكاس غير الكامل على المرايا ، تكون

اضخم من الخسارات الناتجة عن الحيود ، الا ان النوع الاول من الخسارات يكون ثابتاً لجميع الصيغ التذبذبية ؛ ولذلك ، تظهر الفروق في المجموع الكلي للخسارات بين صيغة واخرى بصورة رئيسية من الفروق في الخسارات الناتجة عن الحيود . وبالطبع نحن نعلم بان شرط العتبة يقتضي ضمنياً على الربح الكلي الناتج على طول المسار وعلى مجموع الخسارات الناتجة في عملية مرور واحدة ذهاباً واياباً . وقد اوضح العالمان Kotik and Nowstein [14] ، بانه من المحتمل ان تتهيج صيغة تذبذبية لامحورية قبل الصيغة التذبذبية المحورية في مقياس التداخل لفابري - پيروت الفعال والممتد عرضياً ، والسبب في ذلك يعود الى كون شعاع الصيغة غير المحورية يمر من خلال مسار تكبيري اطول من المسار الذي يسلكه الشعاع المحوري ، بينما تكون الخسارات للصيغتين متشابهة تقريباً . وبناءاً على ماذكر ، يتم تحديد البعد المستعرض الاقصى للمرايا بدلالة المسافة الفاصلة بين المرايا وبدلالة الانعكاسية والطول الموجي ليتسنى تفضيل الصيغة التذبذبية المحورية على غيرها من الصيغ .



شكل 3.12 الخسارة الناتجة من الحيود لكل عبور كدالة للعدد $N=a^2/L\lambda$ لمرايا مستوية مستديرة . (استنسخت من Bell System Technical Journal بسماح من شركة التلفون والبرق الامريكية) .

ويُعد الفصل بين ترددات الصيغ المختلفة ذات قيمة مفيدة ، حينما يتعلق بحثنا بالليزرات الغازية ، حيث تمتلك قدرة تحليل عالية جداً . فعند حسابنا المسافات

الفاصلة بين الصيغ ، يجب علينا ان نستمر باستخدام التوزيعات المتولدة ذاتياً ولانستخدم الحسابات الفجوية الموجودة في المقطع 3.5 . كما تحذرنا نظرية مسالك الموجات الانبوبية على تجنب افتراض سرعة انتشار الطور لصيغ مقياس التداخل على انها مساوية لسرعة الضوء . فالأصح هو ان نتوقع بأن هذه السرعة ستقترب من سرعة الضوء للقيم العالية من العدد $N=a^2/\lambda L$. وقد قام الباحثان فوكس ولي بحساب ازاحة الطور الناتجة في رحلة مرور واحدة بالنسبة لازاحة الطور الهندسية ، واعني ، $2\pi L/\lambda$. فأظهرت نتائجهم على وجود ازاحة طور تفاضلية تعتمد على الصيغة التذبذبية المستعرضة وعلى عدد فريسنل . واما الفرق بالتردد فيما بين الصيغ التذبذبية المتعاقبة والتي تكون متشابهة ، فهو نفسهُ كما في حالة الموجة المستوية (4.5) .

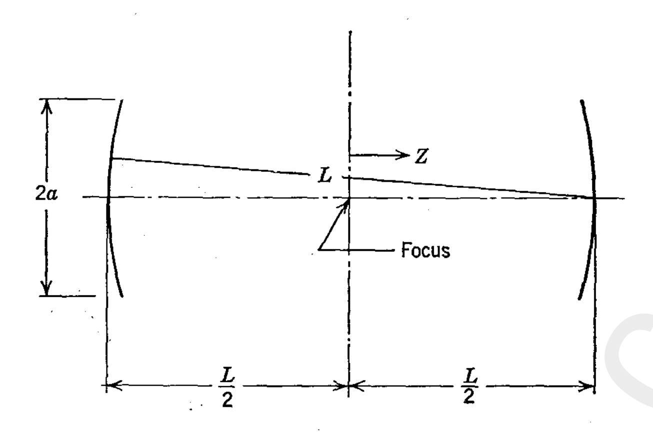
واما النمط الاشعاعي radiation pattern الليزري فيمكن مبدئياً حسابه من توزيعات الطور وتوزيعات السعة للصيغ المتولدة ذاتياً . ولكن عملياً ، يكون نادراً ان تتذبذب الليزر بصيغة منفردة ، ولهذا السبب يستخدم هنا النَّمط الاشعاعي الذي نشاهده عملياً للتعرف على الصيغ التذبذبية المختلفة والمتواجدة فعلياً في الخارج الليزري .

3.8 الليزرات ذات المرايا الكروية

Lasers with spherical mirrors

لايعتبر مقياس التداخل ذات المستويات المتوازية والذي يتكون من زوج من المرايا المستوية والمتوازية ، من احسن المرنانات المتعددة الصيغ التذبذبية . ويمكن ادخال بعض التحسينات المعتبرة على هذا المقياس فيما اذا استخدمنا عاكسين كرويين مقعرين ومتشابهين في ترتيب من النوع متحد البؤرة confocal ، ويعني هذا ، بأن مركز احدى الكرات يقع على العاكس الآخر . ويبين الشكل 3.13 التمثيل التخطيطي لمقياس تداخل من هذا النوع .

وقد قام الباحثان فوكس ولي [8] بحساب الصيَّغ التذبذبية القليلة الأوَّل والناتجة عن مقياس التداخل الكروي متحد البؤرة ، مستخدمين بحسابهم التقنية الموضحة اعلاه . وقد شاهدوا الخواص الجديرة بالملاحظة لهذه المنظومة المتحدة البؤرة وكم هو اختلافها عن المنظومة المستوية : ففي المنظومة المتحدة البؤرة ،

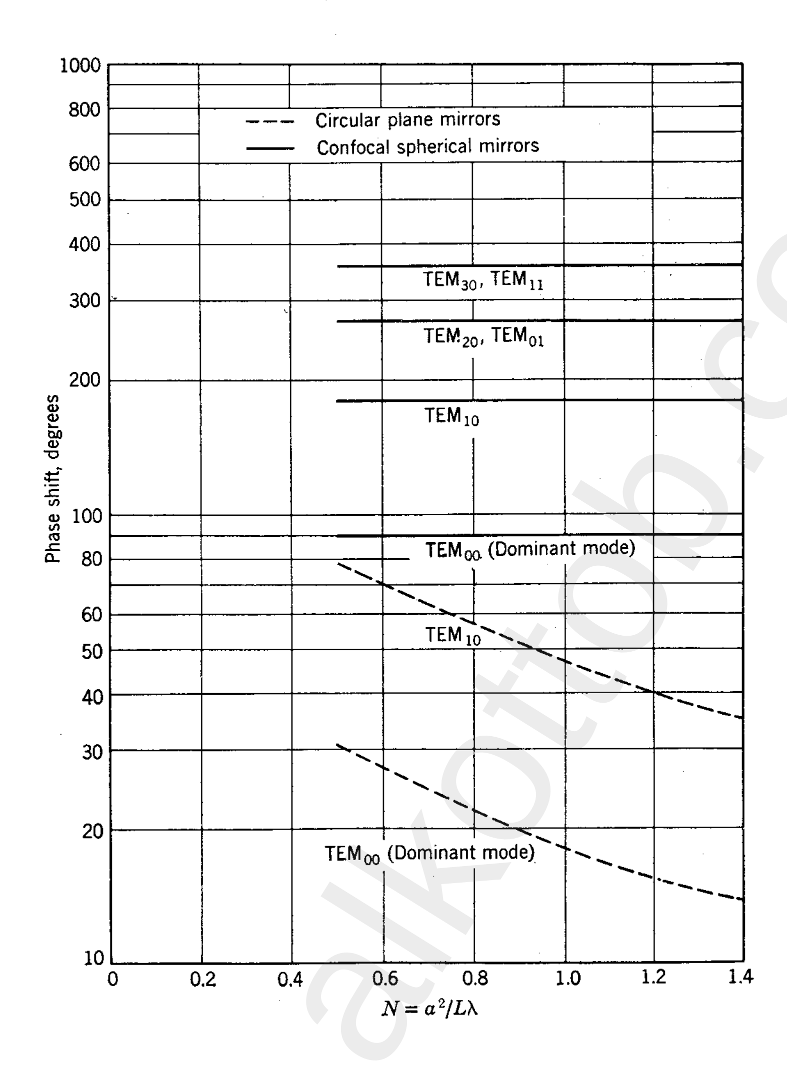


شكل 3.13 مقياس تداخل كروي متحد البؤرة .

يكون المجال الاشعاعي متمركزاً الى درجة كبيرة بالقرب من محور العاكس ، بينما يهبط الى قيمة واطئة عند النهايات مقارنة بالمنظومة المستوية . واضافة لذلك ، يكون توزيع السعة توزيعاً أملس smooth ؛ اي ، يختفي التموّج من الشكل 3.11 . ويكون في هذه الحالة سطح العاكس و جبهة الطور للموجة المنتقلة خلال المرنانة . وتكون الخسارات في المنظومات المتحدة البؤرة ادنى بعدة مراتب عشرية orders of magnitude مما هي عليه في المنظومات المستوية . ولاتعتمد ازاحات الطور لكل عبرة per transit ، ولأي توزيع ، على العدد N ، وهن مضاعفات للمقدار $\pi / 2$. وهذا الشيء مبين في الشكل 3.14 . ويكون الفرق بالتردد بين الصيغ التذبذبية المتعاقبة من النوع نفسه في مقياس التداخل متحد البؤرة ، هو نفسه كما في مقياس التداخل المستو .

وقد قام الباحثان Boyed and Gordon [15] بحل المعادلة التكاملية الملائمة للحالة المتحدة البؤرة . وأظهرت حساباتهم بأن توزيع السعة للصيغة التذبذبية الاساسية fundamental mode في الجزء المركزي للعاكس تشابه تقريباً التوزيع الكاوسي Gaussian distribution ، وأن سطح العاكس هو سطح متساوي الطور ؛ وطبعاً هذا ليس صحيحاً في حالة العاكسات المستوية . والمسافة التالية

$$w_s = \left(\frac{L\lambda}{\pi}\right)^{1/2}, \qquad (8.1)$$



شكل 3.14 ازاحة الطور لكل عبرة (بالنسبة لازاحة الطور الهندسية) كدالة للعدد $N=a^2/L\lambda$ لمرايا كروية متحدة البؤرة. وقد ظهرت المنحنيات المنقطة للمرايا المستوية المستديرة لغرض المقارنة.

حيث L هو نصف قطر التكور للمرايا (شكل 3.13)، هي عبارة عن مقياس لأنتشار الاشعة عند العاكسات. واما التوزيع المستعرض للسعة في الحيز ما بين العاكسات قرب محور التناظر (محور z) فيتبع شكل المنحني الكاوسي وبانتشار يكون متغيراً مع الموضع المحوري. ويتناسب التغيير في السعة تقريباً مع العامل e^{-u}، حيثما $u = (x^2 + y^2)/w^2$ ، وحيثما

$$w^2 = \frac{L\lambda}{2\pi}(1 + \xi^2). \quad (8.2)$$

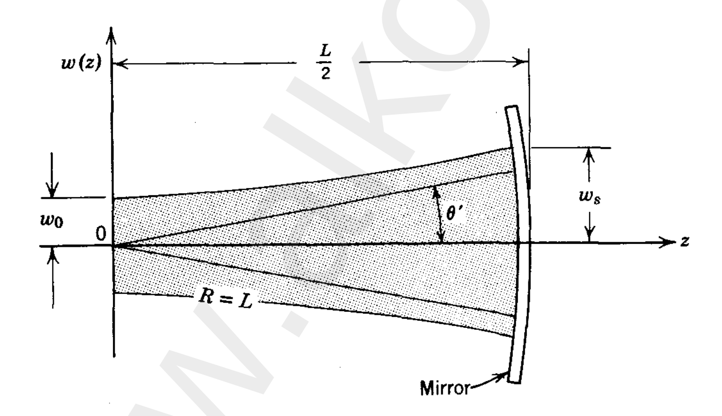
وهنا $\xi = 2z/L$ وتمثل الازاحة مقاسة من البؤرة بوحدات الطول الموجي . وعند العاكس $\xi = 1$ و $w = w_s$ ؛ بينما في البؤرة تكون $\xi = 0$ و $w_0 = w_s/\sqrt{2}$. وهكذا فالحزمة الشعاعية عند البؤرة تضيق الى نصف مساحة مقطعها وهي عند العاكسات ويظهر الشكل 3.15 . تغيير خصر الحزمة *beamwaist w مع الموضع . ويكوّن كنتور الخصر waist contour $w(z)$ قطعاً زائداً تمتلك خطوطه المقاربة asymtotes الميل $\pm 2w_0/L$.

اما السطوح ثابتة الطور فتكون تقريباً كروية الشكل بنصف قطر يساوي

$$R(\xi) = \frac{1+\xi^2}{2\xi} L. \quad (8.3)$$

وكما نتوقع ، فان هذا السطح يتطابق مع سطح العاكس عند القيمة $\xi = \pm 1$

ويبقى الشكل الرياضي لتوزيع السعة صحيحاً وراء مرآة الخروج ، ولربما يمكن استخدامه لحساب انتشارية الحزمة كدالة للمسافة . ولايجاد اتساع الحزمة الزاوي للنمط الاشعاعي ، نأخذ النسبة بين قطر البقعة الناتج من العلاقة (8.2) ، عندما تميل قيمة ξ الى مالانهاية ، وبين المسافة المقاسة من مركز المرنانة . ويعطى اتساع



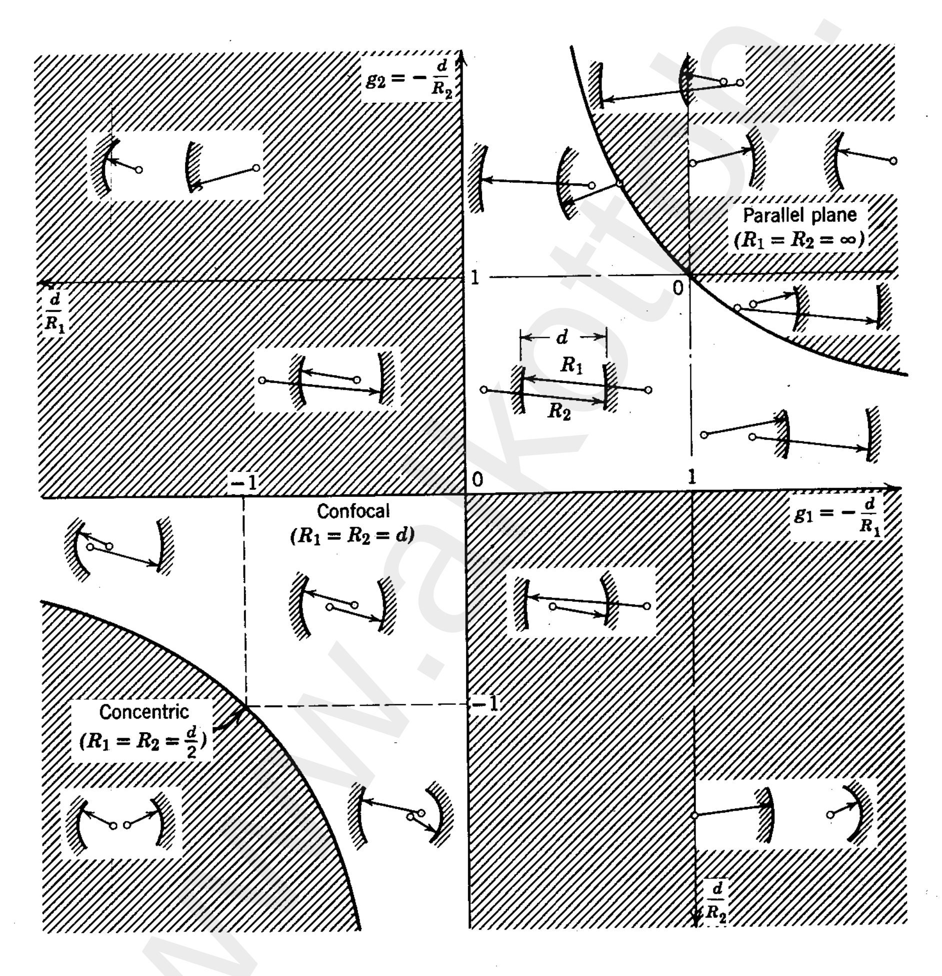
شكل 3.15 كنتور الحزمة في مقياس تداخل كروي متحد البؤرة . ويظهر في هذا الشكل نصف الليزر فقط وتدل الخطوط الثقيلة الداكنة على المسافة w مقاسة من المحور ، حيثما تكون السعة مساوية $1/e$ من قيمتها على المحور ؛ $\theta' = \tan^{-1} 2w_0/L$.

* ويدعى كذلك « حجم البقعة spot size » .

الحزمة بين نقطتي نصف القدرة القصوى half-power points بالعلاقة

$$\theta = 2\left(\frac{\log 2}{\pi}\right)^{1/2}\left(\frac{\lambda}{L}\right)^{1/2} = 0.939\left(\frac{\lambda}{L}\right)^{1/2} \text{ rad.} \quad (8.4)$$

والعامل العددي في العلاقة (8.4) يظهر من اتساع ـ نصف القدرة لمنحني كاوس . ومن المفيد ان نلاحظ بأن a ، اي نصف قطر العاكسات ، لاتدخل في هذه المعادلات التي تغطي عملية الانتشار للحزمة الضوئية ؛ ومع ذلك ، يمكن تطبيق المعادلات (8.1) و (8.2) و (8.4) فقط عندما تكون $a>3w_s$. ويجب

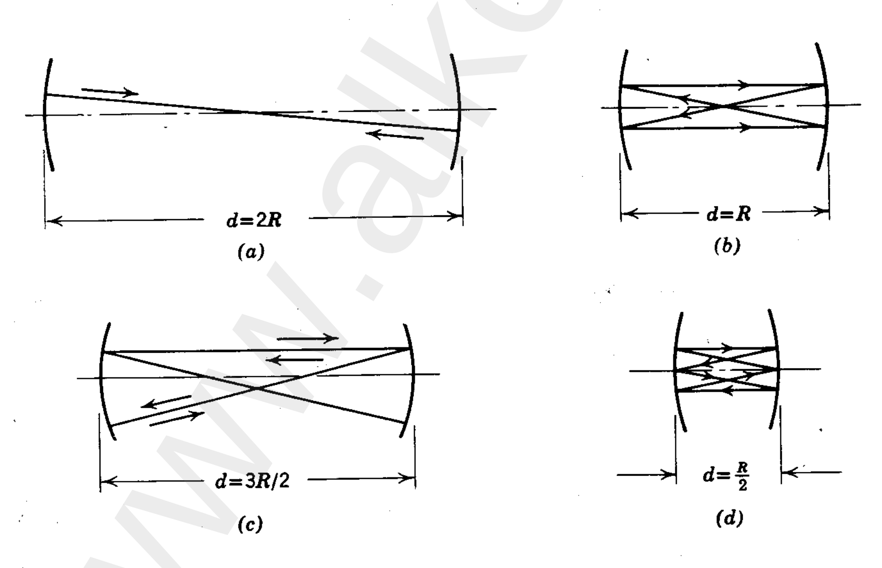


شكل 3.16 رسم تخطيطي للحالات المستقرة . وتقع الانظمة الغير مستقرة في المناطق المضللة .

ان نؤكد ايضاً بأن التقريب الكاوسي ليس صحيحاً عند تطبيقه قرب حافات العاكس ، وبأن قطر العاكس يمكن اعتباره عاملاً مهماً للخسارات الناتجة عن الحيود .

وتمثل المرنانات المتحدة البؤرة ذات المرايا متساوية انصاف الاقطار ، حالة خاصة من عاكسين كرويين يواجه احدهما الآخر . كما ويوضح الشكل 3.16 بعض من الحالات الممكنة الاخرى .

وعملياً لايمكن تطبيق كل هذه المجاميع المذكورة اعلاه ؛ لأن معظم هذه المجاميع المرآتية تتصف بعدم الاستقرار ، فلو ابتدأ اي شعاع موازٍ للمحور من داخل المرنانة ، فانه سوف يترك المرنانة بعد عدد معين من الانعكاسات . وهذا يعني بأن التركيب يخسر اشعته حتى في حالة عدم وجود ظاهرة الحيود . وتدعى مثل هذه التراكيب كما اسلفنا غير مستقرة او كثيرة الخسارة lossy ، حتى من وجهة نظر الهندسة التقريبية . ولذلك فالتراكيب المستقرة هي تلك التراكيب التي تحوي اشعة يمكن اعادة تجميعها او لمّها مع بعضها بصورة دورية ، كما يظهر من الامثلة القليلة في الشكل 3.17 .



شكل 3.17 رسوم تخطيطية لمسارات الاشعة لبعض التراكيب الرنينية المتناظرة والمستقرة : (a) كروية ، (b) متحدة البؤرة ، (c) و (d) تراكيب في داخل المنطقة المستقرة .

ولقد بيَّن الباحثان Kogelnik and Li [10] بأن شرط الاستقرار للمرنانة هو

$$0 < \left(1 - \frac{d}{R_1}\right)\left(1 - \frac{d}{R_2}\right) < 1, \tag{8.5}$$

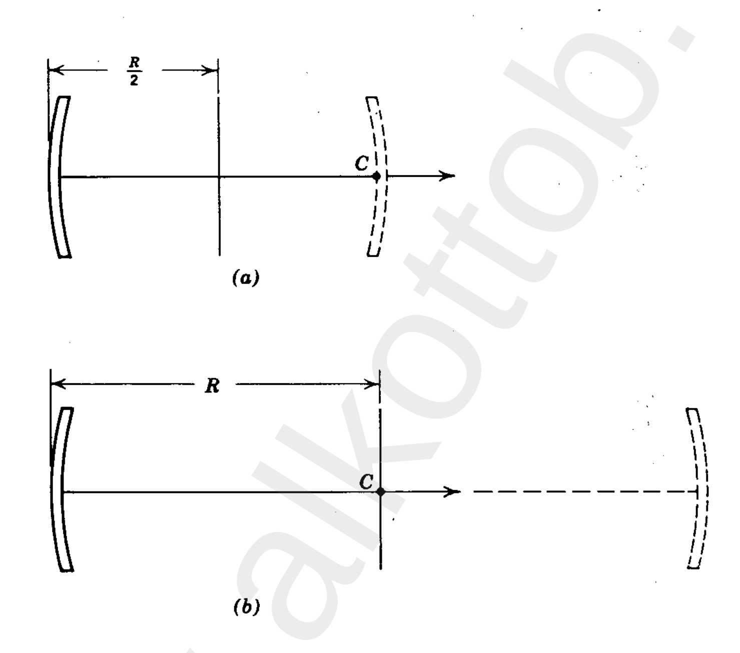
حيثما R_1 و R_2 هما أنصاف اقطار المرنانة الكروية و d هي المسافة الفاصلة بين مراكزها البصرية . وقد افترض هنا بأن المرآيا قد نظمت بطريقة تجعل محوريها البصريين ينطبقان مع بعضها البعض . مع الاخذ بنظر الاعتبار بأن المرآيا الكروية المحدبة تمتلك انصاف اقطار سالبة . ولو عرفنا المتغيرين $g_1 = 1\text{-}d\ /R_1$ و $g_2 = 1\text{-}d\ /R_2$ ، فأن مناطق الاستقرار وعدم الاستقرار ستكون مفصولة بالقطع الزائد $g_1\ g_2 = 1$ وبالخطوط $g_1 = o$ و $g_2 = o$. ويمكن تمييز المناطق الناتجة من الرسم التخطيطي للاستقرارية stability diagram والموجود في الشكل 3.16 . فقد تبين في هذا الرسم التخطيطي ، كيف ان المنظومة متحدة البؤرة ذات المرايا المتساوية ، تحتل موضعاً انفرادياً على حدود المنطقة المستقرة . وعلى الرغم من ان المنظومة المتكونة من مرايا متساوية متحدة البؤرة بصورة دقيقة ، تعتبر الافضل بالنسبة لخسارات الحيود ، الا انها عند حدوث اية انحرافات في كروية المرايا ، او ان تتغيَّر المسافة الفاصلة بينها ، عندئذ ستكون التراكيب الناتجة في الواقع معقدة الخواص .

فالانحراف الصغير عن التكور المتساوي يؤدي الى حدوث زيادة غير متجانسة بالخسارة للمرنانة المتناظرة متحدة البؤرة . وبناء عليه ، ولكيما نسمح للاخطاء الصناعية ان تأخذ محلها ، فاننا ننصح بالانحراف عمداً عن التركيب المتناظر متحد البؤرة او تقليد هذا التركيب بما يشابهه باستخدام مجاميع من المرايا الكروية والمستوية . ويبين الشكل 3.18 بعضاً من هذه التراكيب المتناظرة والمشابهة للتركيب المتناظر متحد البؤرة . وتقع هذه التراكيب دائماً على الخط $g_1 = g_2$ من الرسم التخطيطي للاستقرارية .

واذا ماوقعت النقطة النموذجية representative point للتركيب الرنان في داخل منطقة الاستقرار ، فان مجال صيغه الاساسية سيتحدد بالتركيز البؤري على الاصح وليس بحجم المرايا . وهذا صحيح بالطبع ، فقط اذا كانت المرايا كبيرة بصورة كافية بحيث لاتقوم بتحديد الاشعة أكثر من التركيز البؤري . كما ويجب ان يزيد حجم المرآة وكل الفتحات الاخرى عن حجم البقعة بثلاث مرات تقريباً . فعندما تكون هذه هي الحالة ، ستكون خسارات الحيود للمنظومة قليلة جداً . وفي

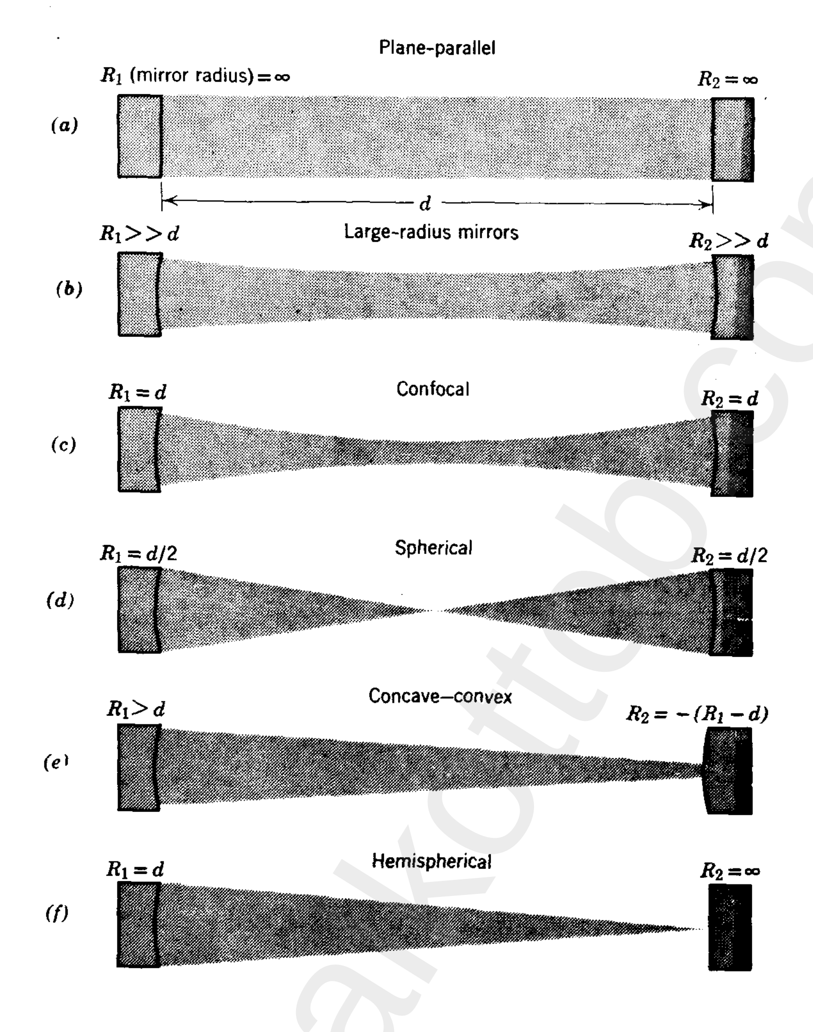
خلاف ذلك ، اذا كان التركيب الرنان يناظر نقطة واقعة على حدود منطقة الاستقرار وعلى المنحني $g_1g_2 = 1$ ، فعندئذٍ يكون تحديد المدى الفضائي للصيغة بواسطة المرايا . وهذه هي الحالة للمرنانة متوازية المستويات والمرنانة الكروية . وتوزيع الكثافة الاشعاعية لانواع مختلفة من المرنانات العملية والمبين في الشكل 3.19 ، يوضح الحالة المذكورة اعلاه للاشكال التحديدية الناتجة عن التركيز البؤري والناتجة عن الفتحات .

وكما لاحظنا سابقاً ، تكون الخسارات الناتجة عن الحيود في المنظومات متحدة البؤرة قليلة . واستناداً الى معلومات الباحثان Boyd and Gordon [15] ،



شكل 3.18 مرنانات نصف كروية ونصف متحدة البؤرة . الخطوط الصلدة للمرايا والخطوط المقطعة لصور المرايا . c هو مركز السطح الكروي العاكس .

تكون خسارة الحيود لكل عبرة transit من الصيغة الاساسية لمقياس تداخل متحد البؤرة هي $10.9 \times 10^{-4.94N}$ ، حيث $N = a^2 / \lambda L$ ، وهذه مشابهة لحالة مقياس تداخل مستوٍ . وعلى سبيل التبسيط ، سنستخدم التقريب 11×10^{-5N} .



شكل 3.19 التوزيع الاشعاعي لانواع قليلة من المرنانات الشائعة : (a) و (d) و (f) اشكال خاضعة لتحديد الفتحات : (b) و (c) و (e) اشكال خاضعة لتحديد التركيز البؤري .

ويمكن بعدئذ عمل المقارنة التاليه بين خسارة الحيود لمقاييس التداخل المستوية والكروية المتساوية الحجم :

$N = \dfrac{a^2}{\lambda L}$	1	2	4
الخسارة : مستوية	0.18	0.08	0.03
الخسارة : كروية	11×10^{-5}	11×10^{-10}	11×10^{-20}

وتعود كل الخسارات المذكورة في المقارنة اعلاه الى الصيَّغ الاساسية ؛ وقد اخذت القيم المقاسة لمقياس التداخل المستو من منحنيات فوكس ولي المستنسخة في الشكل 3.12 . ويظهر واضحاً ، ان خسارات الحيود في المنظومة الكروية اقل بكثير منها في المنظومة المستوية . كما وتمتلك المنظومة الكروية متحدة البؤرة العديد من الفوائد الاخرى مقارنة بالمنظومة المستوية . وتعتبر الطبيعة غير الحرجة في تعيير وموازنة العاكسات عاملاً ضرورياً يفيد الباحث العملي .

ويمكن للباحث ان يكتسب بعض التبصُّر لجوهر تركيب المرنانات المصممَّة بواسطة المرايا المختلفة وذلك بدراسة ظاهرة الانتشار لمجال موجي غير متجانس ومن دون الرجوع الى المرآيا . لأن معادلات الحيود تسمح بحساب الطور والسعة لمقطع عرضي معين بدلالة معلومات مقطع عرضي آخر . وقد اظهرت الدراسات على ان المجال الكهرومغناطيسي من نوع بويد وكوردن والناتج كحل اساسي لمشكلة التجويف متحد البؤرة ، ينتشر بطريقة تجعله يحتفظ بتوزيعه الكاوسي الاساسي للسعة بينما يغير امتداد انتشاره وصفته الكروية بطريقة بسيطة جديرة بالملاحظة . وتمتلك توزيعات الطور والسعة تناظراً اسطوانياً ، وتكون السطوح ثابتة الطور ذات شكل كروي تقريباً في محاذاة الاحداثي الرئيسي للاسطوانة . ولو وضعت المرايا منطبقة مع اي زوج من السطوح متساوية الطور ، فأن الناتج سيكون عبارة عن مرنانة مفتوحة بتوزيع مجالي متولد ذاتياً **self-reproducing** . وهكذا يمكن توليد التوزيع المجالي نفسه باستخدام تشكيلة غير متناهية من مجاميع المرايا . وبالحقيقة ، يمكن توليد كل التوزيعات المستقرة فقط باستخدام زوج من المرايا الكروية متحدة البؤرة . والتحليل الرياضي لهذا الوضع يودي بنا الى النتيجه التالية : وهي الحصول على موجة كهرومغناطيسية ، سعة مجالها الكهربائي تمتلك التغيير الفضائي التالي (لقيم صغيرة من ρ) :

$$E_x(\rho, z) = E_0 \exp\left[-\frac{\rho^2}{w^2} - ik\left(z + \frac{\rho^2}{2R}\right)\right], \tag{8.6}$$

حيثما $\rho = (x^2 + y^2)^{1/2}$ و $k = 2\pi/\lambda$ ، والكميات w و R هما بالاساس تلك الكميات المستخدمة في العلاقات (8.2) و (8.3) . ونكتبهم هنا بالشكل

$$w^2 = \frac{f\lambda}{\pi}\left[1 + \left(\frac{z}{f}\right)^2\right], \tag{8.7}$$

$$R = \frac{f^2 + z^2}{z}. \tag{8.8}$$

والعدد f هو مقدار يميز التوزيع المجالي . واما المعنى الفيزياوي للمتغيرات w و R فهو نفسه كما كان في العلاقات (8.2) و (8.3) . حيث يقوم الاول بتعريف عرض الحزمة ، ويقوم الثاني بتعريف نصف قطر التكور لجبهة الطور . كما وتتغير هذه المقادير مع z . وبالطبع يكون خصر الحزمة عند الموضع $z = o$ حيثما يكون $w(o) = \sqrt{f/\lambda\pi}$. وتكون جبهة الطور في هذا الموضع مستوية : $R = \infty$. وعند الموضع $z = \pm f$ ، يكون نصف قطر التكور مساوياً $R(\pm f) = \pm 2f$. وبوجود المرآيا في هذه المواضع ، تصبح المرنانة من النوع الكروي متحد البؤرة $L = 2f$. وكما ذكرنا سابقاً ، يمكن الحصول على التوزيع المجالي نفسه عندما توضع المرايا الكروية في مواضع اخرى ، شرط ان تمتلك انصاف اقطارها القيمة المعطاة بالمعادلة (8.8) .

ولغرض دراسة الحزم الكاوسية والمرنانات الكروية دراسة مفصَّلة ، ننصح القارىء بالرجوع الى المقالات المذكورة سابقاً (9,10) والى كتاب يحوي خلاصة ممتازة لوجهات النظر الرياضية لهذه المشكلة ، اضافة لذلك احتواؤه على معظم التصاميم الهندسية العملية المستغلة في تحديد جبهة الطور عند اية نقطة على المحور . وهو من تأليف Sinclair and Bell [16] .

3.9 الاعتبارات التصميمية لليزرات الغازية
Design considerations for gas lasers

يُعد التركيب الصيَّغي الموضح في المقاطع 3.7 و 3.8 ، دليلنا لاختيار المقادير المستخدمة في الليزرات الغازية . فالاعتبارات التصميمية يجب ان تشتمل على مثل هذه العوامل وذلك لتسهيل عمليات التصنيع والتركيب والصيانة اضافة الى التشغيل الجيد والكفاءة العالية لليزر .

ونادراً ماتستخدم المرنانات المتوازية المستوية ، وذلك لحاجتها الى توفر الدقة العالية في تركيب اجزائها ، بالاضافة الى اشتغالها بعامل خسارة كبير ، والسبب الاساسي في ذلك هو حقيقة كون الاشعة فيها خاضعة لتحديدات الفتحة وليس بالامكان حجزها بالتركيز البؤري .

وتمتلك المرنانات الكروية نفس المضّار المذكورة قبل قليل . بينما تكون المرنانات النصف كروية الى حد ما سهلة الضبط والصيانة ، والسبب ، انه لو رتبت المرآة

المستوية مع محور انبوبة التفريغ بصورة جيدة ، فهذا يسمح للمرآة الكروية بأن تزاح زاوياً ازاحات صغيرة . وتقع المرنانات النصف كروية المذكورة آنفاً والمستوية ايضاً على حدود منطقة الاستقرار ، وان اي خطأ صغير يحدث ، سيجعل منهم مرنانات غير مستقرة .

واما المرنانات متحدة البؤرة ونصف متحدة البؤرة hemiconfocal ، فتكون خساراتها منخفضة جداً وتكون سهلة الضبط . فعندما نختار المسافة d الفاصلة بين المرآيا اقل قليلاً مما هو مقرر هندسياً للتصميم متحد البؤرة ، فاننا نجعل حالة الاستقرار اكيدة . وحالما يتم اختيار طول الليزر ، فأن انتشار الحزمة داخل الليزر يمكن تحديده بالمعادلة (8.1) . وبعد ذلك يجب اختيار جميع الفتحات داخل الليزر وانصاف اقطار المرايا بطريقة تجعلها تتغلب على هذا الانتشار الادنى بعامل مقداره 3 . وبالنسبة لجهاز ليزري طوله واحد متر ، ويشتغل بطول موجي مقداره 1 مايكرومتر ، يكون w_S مساوياً $\frac{1}{2}$ ملمتر فقط . وبالطبع هذا لايعتبر تحديداً جدياً . وعلى العكس ، ان عملية تحديد الحزمة ضمن منطقة ضيقة من الانبوبة يؤدي الى تشغيل بكفاءة واطئة في انبوبة تفريغ بقطر كبير جداً .

ولغرض استخدام الاثارة استخداماً فعلياً على مدى مقطع عرضي أوسع ، ولكيما نحصل على قدرة خارجة أكبر ، كثيراً ماتوظف مرنانات بانصاف اقطار كبيرة لهذا الغرض ؛ حيث تمثل هذه المرنانات الحد الوسطي بين الانواع متحدة البؤرة والانواع المستوية المتوازية . ويكون ضبط مثل هذه الليزرات صعباً للغاية ، حيث لايمكن الوصول الى اقصى قدرة خارجة بمعالجة كل مرآة على حدى ، اي معالجة احدى المرايا للحصول على القدرة القصوى بينما تبقى المرآة الاخرى في وضع ثابت . ولمناقشة المقادير المتعلقة بضبط وترتيب المرآيا ولغرض التعرف على طريقة الضبط المتبعة في المرنانات ذات الانصاف الاقطار الكبيرة ، ننصح القارىء بالرجوع الى رسالة بلوم Bloom's monograph [17] .

كما ان انتقاء التوزيع الصِّيغي المستعرض والذي به تشتغل الليزر ، يكون على العموم نتيجة للتغيرات في الخسارات مابين صيغة مستعرضة واخرى . وعندما تضيق المرنانة بواسطة الفتحات ، او عندما تكون احتمالية ظهور صيغة متغلبة مركزة بؤرياً ممكناً ، عندئذ تظهر فقط الصيغ المتغلبة من النوع TEM_{00} . وفي المرنانات متوازية المستويات ذات الفتحات الكبيرة . تفضل احياناً الصيَغ غير المحورية والسبب في ذلك يكمن في كون مسارها التكبيري اطول . وكثيراً ماتظهر عدة صيغ مختلفة الانواع في آن واحد ويكون توزيع الطاقة بين الانواع المختلفة من

الصيغ دالة لمستوى القدرة power level ، مما يدل على تواجد حالة الاشباع في مناطق معينة وعديدة .

وعندما يرغب احدنا في حصر تشغيل الليزر في تردد منفرد ، يكون مهماً ان يمحي التشغيل في اي منهم ماعدا الصيغة المتغلبة من النوع TEM_{00} . والشيء الاكثر اهمية هو التأكد من وقوع صيغة واحدة فقط من النوع TEM_{00n} في المدى حيث يكون مستوى الاثارة اعلى من حد العتبة . وبما ان المسافة الفاصلة (مقاسة بوحدات التردد) بين الصيغ المتشابهة تتناسب عكسياً مع طول الليزر [انظر (4.5)] ، فأن الليزرات المصممة لتشتغل بصيغة مفردة ، تصنع قصيرة بحيث تنسجم مع المستلزمات الاخرى .

References المراجع

1. T. H. Maiman, Optical and microwave-optical experiments in ruby, *Phys. Rev. Letters,* **4,** 564–566 (1960).
2. T. H. Maiman, Stimulated optical emission in fluorescent solids I, *Phys. Rev.,* **123,** 1145–1150 (1961).
3. T. H. Maiman, R. H. Hoskins, I. J. D'Haenens, C. K. Asawa, and V. Evtuhov, Stimulated optical emission in fluorescent solids II, *Phys. Rev.,* **123,** 1151–1157 (1961).
4. E. L. Steele, *Optical Lasers in Electronics,* Wiley, New York, 1968.
5. S. Ramo, J. R. Whinnery, and T. Van Duzer, *Fields and Waves in Communication Electronics,* Wiley, New York, 1965.
6. A. Yariv, *Quantum Electronics,* Wiley, New York, 1967, Chapter 13.
7. W. R. Bennett Jr., Hole-burning effects in a He-Ne optical maser, *Phys. Rev.,* **126,** 580–593 (1962).
8. A. G. Fox and T. Li, Resonant modes in a maser interferometer, *Bell System Tech. J.,* **40,** 453–488 (1961).
9. H. Kogelnik, Modes in Optical Resonator, *Lasers,* A. K. Levine, Ed., Dekker, New York, 1966, Chapter 5.
10. H. Kogelnick and T. Li, Laser beams and resonators, *Appl. Opt.,* **5,** 1550–1567 (1966).
11. G. Toraldo di Francia, Optical resonators, *Opt. Acta,* **13,** 323–342 (1966).
12. H. K. V. Lotsch, The scalar mathematical description of the Fabry-Perot resonator, *J. Appl. Math. and Phys.* (ZAMP), **18,** 260–272 (1967).
13. A. Sommerfeld, *Optics,* Academic Press, New York, 1954, Section 35.
14. J. Kotik and M. C. Newstein, Theory of laser oscillations in a Fabry-Perot resonators, *J. Appl. Phys.,* **32,** 178–186 (1961).
15. G. D. Boyd and J. P. Gordon, Confocal multimode resonator for millimeter through optical wavelength masers, *Bell System Tech. J.,* **40,** 489–508 (1961).
16. D. C. Sinclair and W. E. Bell, *Gas Laser Technology,* Holt, Rinehart and Winston, New York, 1969.
17. A. L. Bloom, *Gas Lasers,* Wiley, New York, 1968.

٤

ليزر الياقوت

The ruby laser

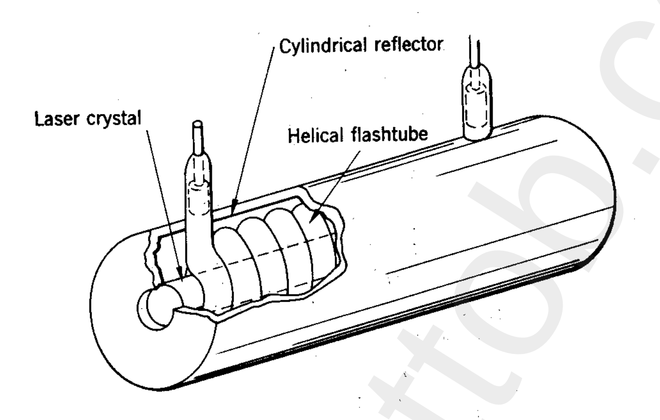
تعد الليزر استناداً الى تعريفها السابق ، جهازاً لتكبير الضوء باستخدام الابتعاث المستحث للاشعة . ومن الناحية العملية ، تعد الليزر مصدراً او مولداً للاشعة . حيث يتكون بناء هذا المولد من جهاز التكبير amplifier مضافاً اليه آلية التغذية الخلفية feedback عن طريق المرايا . وحيث اننا قمنا بمناقشة عملية التكبير والخواص الاساسية للتجويف الكهرومغناطيسي من الناحية الفيزياوية ، نبدأ الان بتحضير انفسنا لدراسة ليزر الياقوت كجهاز دراسة تفصيلية . ان الغرض الاساسي للجهاز الذي سنأتي على وصفه في هذا الفصل هو توليد الضوء . واما الليزرات الياقوتية التي بنيت خصيصاً لمجرد تكبير الضوء ، فسوف نأتي على مناقشتها في الفصل السادس . مع العلم بأننا قد قمنا بسرد المبادىء التشغيلية الاساسية لليزر الياقوتية في المقطع 2.3 . وهنا سنأتي الى توضيح المبادىء التصميمية لهذه الليزر ومن ثم نقوم بوصف اجزائها وعملها .

4.1 بناء الليزر الياقوتية Construction of a ruby laser

يتكون العنصر الفعال لليزر الياقوتية من اسطوانة من الياقوت القرنفلي اللون ، يتراوح قطرها عادة مابين $\frac{1}{2}$ و 1 سم ، وطولها من 2 الى 10 سنتمتر . تسطح اوجهها النهائية وتصقل بحيث تصبح مستوية ومتوازية الى درجة عالية من الدقة . ويجهز احد الاوجه المنتهية بسطح عاكس تماماً ، بينما يجهز الوجه الاخر بسطح عاكس جزئياً .

وتصنع بلورة الياقوت لتكبر باستخدام الضخ البصري . حيث تسلط على جوانبها اشعة الاثارة الصادرة من مصباح وميضي يشتغل عادة بصورة متقطعة وبفترات زمنية تقدر بعدد قليل من الملي ثانية كل مرة . ولكيا يُستغل معظم الضوء

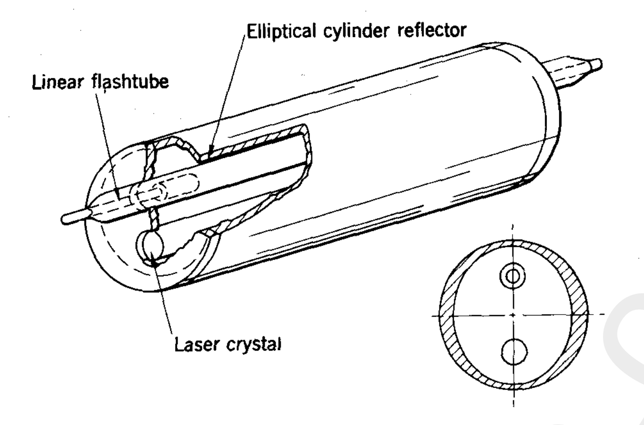
المتوفر والصادر من المصباح الوميضي ، يجب ان يتواجد ربط بصري مغلق بين المصباح الوميضي والياقوت . ويبين الشكل 4.1 نظام استخدام فيه مصباح وميضي حلزوني ؛ بينما تبين الاشكال 4.2 و 4.3 انظمة تستخدم مصابيح وميضية مستقيمة . فعندما يشغل المصباح ، تتحول معظم الطاقة الكهربائية المخزونة الى حرارة . ومع ذلك ينبعث جزء من الطاقة كضوء ازرق واخضر تقوم بلورة



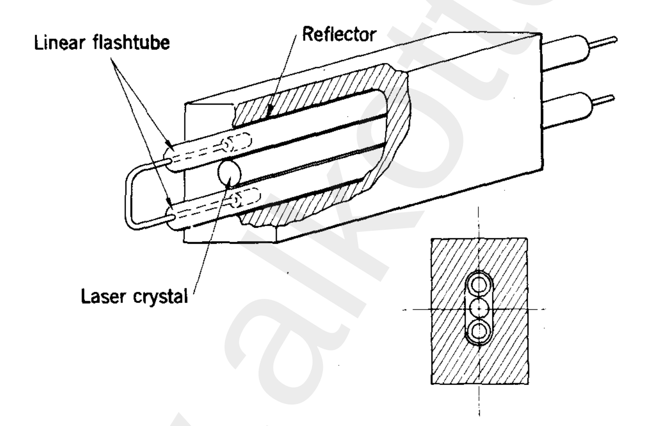
شكل 4.1 ليزر ياقوتية بمصباح وميضي حلزوني.

الياقوت بامتصاصه . وهذه الطاقة الممتصة هي التي تقوم بتجهيز الاثارة اللازمة . ومن ثم تقوم البلورة الياقوتية بتصريف الطاقة التي امتصتها على مدى منطقة طيفية عريضة الى مستوى طاقة ضيق لأيون الكروميوم ثلاثي التكافؤ . واذا ماكان معدل تجهيز الاثارة عالياً بصورة كافية ، يكون بالامكان استحداث الشعبية المعكوسة population inversion في ايونات الكروميوم ويصبح عندئذ الياقوت مادة فعالة لها القابلية على التكبير في منطقة ضيقة حول الطول الموجي 6943 Å . واذا كان التكبير كافياً ليتغلب على جميع الخسارات في المنظومة ، عند ذلك تخرج حزمة متلاحمة مضيئة من خلال النهاية العاكسة جزئياً للبلورة الياقوتية .

وتتراوح عادة مدة بقاء الومضة من 1 الى 5 ملي ثانية ، بينما تكون مدة بقاء نبضة الخارج المتلاحم coherent output اقل من ذلك . كما وينشأ حرارة عالية عندما تومض الليزر ؛ وهذه الحرارة يجب ان تزال قبل ان تبدأ الليزر بومضة اخرى .



شكل 4.2 ليزر ياقوتية بمصباح وميضي مستقيم في هيئة اسطوانة مقطعها العرضي قطع ناقص elliptical cylinder .



شكل 4.3 ليزر ياقوتية بمصباحين وميضيين في هيئة ربط مغلقة close coupling .

ويحتاج تصميم الليزر الياقوتية الى فهم كمي للعديد من الخواص الفيزياوية والتقنية لاجزائها . فمن المهم معرفة التركيب المفصل لمستويات طاقة البلورة الياقوتية ruby والتي تشترك في الاثارة البصرية والابتعاث المستحث . ومن المهم ايضاً معرفة بعض المعدلات الزمنية للانتقالات الآنية بين هذه المستويات . وبالاضافة لذلك ، يجب معرفة قدر المستطاع مايتعلق بتأثيرات درجة الحرارة على الخواص البصرية للياقوت . كما وتدخل ايضاً الخواص الفيزياوية الاخرى كمثل

الحرارة النوعية والتوصيل الحراري في حسابات المقادير التصميمية ، والسبب هو وجود كمية كبيرة من الحرارة تفرغ dumped في داخل الياقوت في كل نبضة pulse . كما ويجب ان تكون المقادير البصرية والكهربائية للمصباح المهيج مناسبة ووثيقة الصلة بالدوائر الكهربائية المجهزة للطاقة وملائمة لحساب المعدل الزمني للاثارة التي يمكن الوصول اليه مع المنظومة . كما ويعتمد ايضاً المعدل الزمني للاثارة على تركيز الاشعة المتوفرة والمسلطة على السطح الخارجي للياقوت وعلى توزيع اشعة الاثارة في داخل الياقوت .
وتعتمد خواص الاشعة الليزرية المبتعثة ، على نوعية الصيغ المتهيجة في داخل الليزر ، وهذه بدورها تعتمد على العوامل التصميمية design factors كالعاكسات وتوزيع اشعة الاثارة اضافة الى توجيه المحور البلوري crystallographic axis للبلورة الياقوتية . وكل هذه المواضيع ستناقش الان بالتفصيل .

4.2 الياقوت The ruby

وصف البلورات وطريقة تحضيرها :
يتكون لب الليزر الياقوتية من بلورة ياقوت قرنفلي اللون pink ruby تركيبها الكيمياوي هو $Al_2 O_3$ مع 0.05 % (وزناً) من $Cr_2 O_3$. وتعرف البلورة من دون الكروميوم بالياقوت الازرق sapphire . وتتشابه الخواص الفيزياوية الاعتيادية للياقوت الازرق والقرنفلي اللون بأستثناء الخواص الطيفية .

وتمتلك البلورة الياقوتية ruby في اغلب الاحيان تناظراً تكعيبياً cubic symmetry مع وجود تشويه بسيط على طول احد اقطار الجسم . وكنتيجة لهذا التشويه ، يكون التناظر الحقيقي للبلورة من النوع المعيني (موشورات سداسية منتظمة (rhombohedral) . وعنصر تناظرها ذات محور دوراني ثلاثي التناظر threefold . وكنتيجة طبيعية للتناظر ، المعيني ، تعتبر هذه البلورة احادية المحور uniaxial ؛ اي أن المحور البصري ينطبق مع المحور ثلاثي التناظر .

وتكون البلورة الياقوتية الحاوية على 0.05 % من الكروميوم ذات لون قرنفلي فاتح . حيث تحوي 1.58×10^{19} من ايونات الكروميوم Cr^{3+} لكل سنتمتر مكعب . وبهذا التركيز المنخفض تكون ايونات الكروميوم متباعدة عن بعضها البعض الى درجة كبيرة تسمح لنا باهمال الافعال المتبادلة فيما بينها . وعندما يزداد

التركيز الى القيمة 0.5 % ، يتحول لون البلورة الياقوتية الى الاحمر . وعند هذا التركيز لايمكن اهمال الافعال المتبادلة بين الايونات المتجاورة . ويحوي طيف الياقوت الاحمر خطوط جديدة تعكس مستويات الطاقة الناتجة من الربط الحاصل مابين ايونات الكروميوم البارامغناطيسية . ويستخدم الياقوت الاحمر فقط في ليزرات خاصة تبعث بضوئها عند الاطوال الموجية 7009 Å و 7041 Å . ومن الآن وصاعداً ، سنركز اهتمامنا للياقوت القرنفلي اللون pink ruby ، الذي يشكل المادة الاساسية في الليزر الياقوتية المعروفة باشعتها ذات الطول الموجي 6943 Å . كما ان معـــامـــلات الانكسار الاعتيـــاديـــة ordinary وغـــير الاعتيـــاديـــة extraordinary لهذا الياقوت للضوء الاحمر هما $\eta o = 1.764$ و $\eta e = 1.756$. ويمكن الاطلاع على المعلومات التفصيلية المتعلقة بكيفية تغيير معاملات الانكسار كدالة للطول الموجي في المرجع [1] .

ويبين الجدول 4.1 ، بعضا من الخواص الحرارية والميكانيكية للياقوت ruby (والياقوت الازرق sapphire) . ويجب ان نلاحظ بأن الخواص الحرارية للياقوت تتغير بصورة كبيرة مع درجة الحرارة . فلو ازدادت درجة الحرارة من 60°K الى 300°K ، فأن معامل التوصيل الحراري ينخفض درجتين من درجات العظم two orders of magnitude . وبما ان التغيير ليس تغييراً خطياً ، فاننا لاننصح باستكمال المنحني بين النقاط الموجودة في الجدول ، وعليه يجب استخدام النتائج العملية المنشورة في المرجع [1] .

جدول 4.1

بعض الثوابت الفيزياوية للياقوت الازرق والقرنفلي

الكثافة	$3.98\ gm/cm^3$
درجة الانصهار	2040 °C
الحرارة النوعية	
عند درجة الحرارة 20 °C	0.18 cal/g- °C
عند درجة الحرارة 77 °K	0.025 cal/g- °C
معامل التوصيل الحراري	
عند درجة الحرارة 20 °C	0.092 cal /cm -°C- sec
عند درجة الحرارة 77 °K	2.3 cal /cm -°C- sec

وتقطع الاسطوانات الياقوتية المستخدمة في الليزرات من بلورات ياقوتية اصطناعية ضخمة قرنفلية اللون تصنع خصيصاً لهذا الغرض . وتصنع اصلاً معظم البلورات الياقوتية المقترح استخدامها في الليزرات بطريقة تقنية الاندماج الوهاج لفيرنويل Verneuil flame-fusion technique . حيث تتكون المادة الابتدائية لهذه التقنية من مسحوق دقيقي للألومينا ($Al_2 O_3$) ممزوجة مع كمية مناسبة من اوكسيد الكروميوم ($Cr_2 O_3$) . ويوضع المسحوق في اناء قمعي الشكل يفتح ويغلق بصورة دورية ، محرراً كمية صغيرة من المسحوق ، لتسقط بدورها خلال شعلة اوكسي هيدروجينية . فيتسخن المسحوق في داخل الشعلة الى حوالي 2050 °C ، ومن ثم يسمح له بالترسب وهو في حالة الانصهار على بذرة بلورية ، تسحب بعد ذلك بصورة بطيئة من داخل الفرن . ومع تقدم وانتشار تقنية الليزر في بداية الستينات ، اكتشفت طرق اخرى مناسبة تماماً لصناعة الياقوت ruby . فقد وجد انه بالامكان الحصول على ياقوت بنوعية جيدة فيما اذا استخدمت طريقة Czochralski في صناعته . حيث تحتاج هذه الطريقة الى انتاج المائع في بودقة يرافقها تنظيم متقن لدرجة الحرارة ، تسمح لسطح المنصهر (السطح القريب من الجزء البارد) لأن يحتفظ بدرجة حرارة مساوية لنقطة التصلب solidification point . وتغمر بعد ذلك بلورة صغيرة مفردة single في داخل السطح ومن ثم تسحب بصورة بطيئة من المنصهر . وبعد عام 1965 تم انتاج احسن البلورات المستخدمة في الليزرات الياقوتية ، وكانت اغلبها مصنوعة بهذه الطريقة .

وتعتبر النوعية البصرية للياقوت من العوامل الحرجة في التشغيل الليزري . ليس فقط من ناحية اكتشاف مراكز التشتيت scattering centers المضرة ولكن ايضاً بسبب التغيرات التي يمكن ان تحدث للمسار البصري ابتداءاً من الطرف الاول للبلورة الليزرية بلوغاً الى الطرف الاخر . وبالطبع نحن نعلم بأن التركيب الصيغي والنمط الاشعاعي للاشعة المتولدة من قبل الليزر تقيد وتحدد بصورة كبيرة بالتغيرات التي تحدث في المسار البصري [2] . ويمكن فحص النوعية البصرية للبلورات والتأكد من توازي الوجوه النهائية لها وذلك باستخدام مقياس تداخل تيمان - كرين Twyman-Green .

وبما ان عملية تصنيع وتحضير ياقوت الليزرات يعتبر فناً متخصصاً جداً ، لذا جرت العادة على شراء الاسطوانات الياقوتية اللازمة في تصميم الليزرات من مجهزين مختصين بتحضير البلورات الليزرية . ومعظم البلورات الياقوتية المستخدمة في الولايات المتحدة لتصميم الليزرات ، أنتجت في .Union Carbide Corp (Linde Air Products)، التي تقوم بصنع البلورات او من الشركة المستوردة Adolf Meller Company .

كما تتوفر البلورات الياقوتية المقطعة والمصقولة باشكال تلائم استخدامها في الليزرات ، في المخازن التجارية ، وتكون مغطاة بطبقات عاكسة . والباحث الذي لايرغب بتصنيع الليزرات تجارياً وعلى نطاق واسع ، بامكانه شراء بلورات ياقوتية مقطوعة ومغلقة حسب المواصفات التي يطلبها . والدقة اللازمة في تصنيع ياقوت ليزري جيد يتطلب عناية فائقة . فاستواء وتوازي الاوجه النهائية يجب ان يكون دقيقاً الى حوالي هدب واحد على مدى الوجه الكلي . وكذلك يكون توجيه الاوجه النهائية بالنسبة للمحور البلوري ذا تأثير كبير ، لأن الابتعاث المستحث يحدث بصورة مفضلة ، عندما يكون مستقطباً في مستو عمودي على المحور البصري . وقد جرت العادة على قطع الياقوت بحيث يصنع محور الاسطوانة زاوية مقدارها 60° او 90° مع المحور البصري .

وان وجود الشوائب في البلورة الياقوتية او حدوث بعض الاخطاء في تحضيرها يؤدي الى زيادة في طاقة العتبة اللازمة ومن ثم اتلاف النمط الاشعاعي للمجال البعيد [2] .

مطيافية الياقوت :

لقد قمنا فيما مضى بوصف العملية التفلورية والابتعاث المستحث للاشعة في الياقوت بدلالة التخطيط ثلاثي المستويات ، والموضحة بالشكل 2.2 . وعلى الرغم من كون هذا الوصف يخدم الغرض التعليمي ، الا انه يعتبر مبسطاً اكثر من اللازم . ومن هذا المنطلق يجب علينا استيعاب التفصيلات الدقيقة للعمليات البصرية التي تحدث في الياقوت على ضوء صورة اكثر دقة لمستويات الطاقة الوثيقة الصلة بالموضوع .

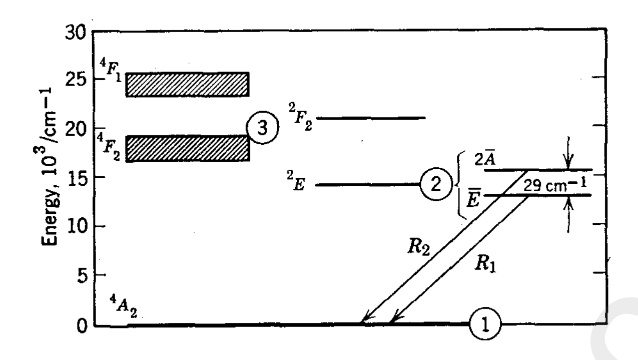
ولقد نص الحديث سابقاً على ان المادة الفعالة في الياقوت هو ايون الكروميوم Cr^{3+} . حيث يمتلك هذا الايون ثلاثة الكترونات من نوع d في غلافه غير الممتلىء unfilled shell ؛ مع العلم بأن حالة الهمود للايون الحر توصف بالرمز الطيفي ^4F والذي يدل على أن $L = 3$ و $S = \frac{3}{2}$. وبالطبع فأن الترم ^4F term هو رباعي ، كما يدل عليه الرمز الدليلي العلوي 4 والذي يتقدم الرمز الحرفي؛ واما الكثرة الكلية total multiplicity لهذا الترم فهي $(2S + 1)(2L + 1) = 28$. واما المجموعة التالية من حالات ايون الكروميوم الحر فتميز بالاعداد الكمية $L = 4$ و $S = \frac{1}{2}$ ؛ بينما يكون رمز الترم لهم هو ^2G والكثرة هي 18 .

يحاط ايون الكروميوم في داخل البلورة الياقوتية بمجال بلوري ذات تناظر ثماني السطوح تقريباً octahedral symmetry . ويسبب هذا المجال انشطار المستويات المنحلة degenerate للايون الحر . ويكون تحديد عدد الطرق التي تنشطر بها المستويات وما يتبقى من الانحلالية للمستويات المنشطرة معتمداً على نوعية التناظر للمجال البلوري ؛ حيث يتحدد مقدار ازاحة المستويات المنشطرة بالنسبة لمستويات الايون الحر بدلالة شدة المجال البلوري ، وهذا بدوره يعتمد على ثابت الشبيكة Lattice Constant ، اي على مقدار انفصال ذرتين متجاورتين متشابهتين في البلورة .

وبعد تطبيق نظرية المجموعات group theory ، ظهر انه في المجال البلوري ثماني السطوح ، ينشطر مستوى المهود لأيون الكروميوم الحر الى ثلاثة مستويات . وقد جرت العادة على تأشير هذه المستويات بالرموز $^4F_1$ و $^4F_2$ و $^4A_2$ ؛ وكثرة هذه المستويات هي 12 و 12 و 4 على التتالي. كما ظهرت الرموز F_1 و F_2 و A_2 من نظرية المجموعات ؛ حيث تدل هذه الرموز على تمثيلات المصفوفات لمجموعة ثمان السطوح وعلى ان لاترتبط بقيم الزخم الزاوي المداري . وبهذه الرموز المختصرة يكون الرمز العلوي 4 ، هو الدليل الوحيد على ان المستويات الثلاث في السؤال تنشأ من مستوى المهود لايون Cr^{3+} الحر والمسمى ، ^4F . واما المستوى التالي ، ^2G ، فينشطر الى اربعة مستويات ثانوية ، يتم تأشيرها بالرموز $^2A_1$ و $^2F_1$ و $^2F_2$ و ^2E ، واما كثرة هذه المستويات الثانوية فهم على التتالي 2 و 6 و 6 و 4 . وهنا ايضاً أستعيرت الرموز A_1 و F_1 و F_2 و E من نظرية المجموعات ، والرمز الوحيد الباقي من مطيافية الايون الحر هو الرقم المتقدم 2 ، حيث يدل على المستوى الثنائي (G) doublet level .

وتعتبر بعض من المستويات الموصوفة هنا ، خارجة عن مدى اهتمامنا للابتعاث المستحث في الياقوت . واما المستويات الوثيقة الصلة بالموضوع فهي مبينة في الشكل 4.4 .

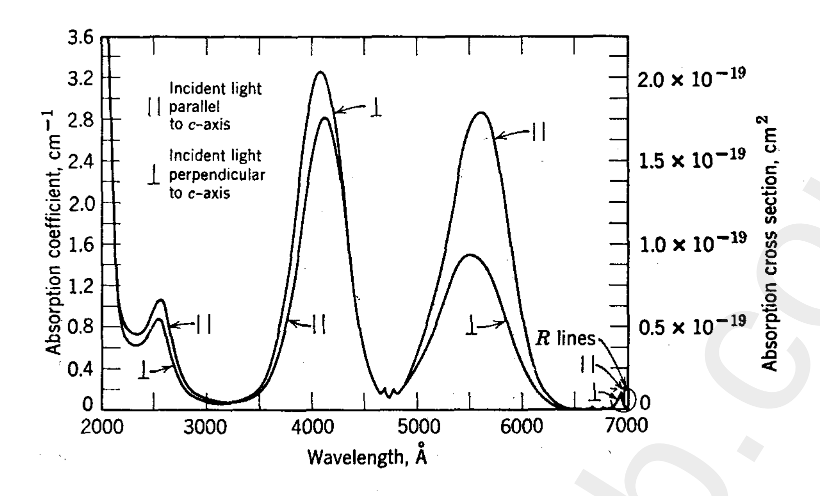
ويجب ان نلاحظ بأن المستوى ^2E لايظهر كمستوى منفرد ولكن كزوج من مستويين متقاربين . والسبب لهذا الانشطار هي حقيقة كون تناظر البلورة ليس ثماني السطوح تماماً بل معيني التناظر rhombohedric . وكنتيجة لهذا التناظر غير التام ، ينشطر المستوى ^2E الى مستويين كثرة كل منهما 2 . ويبتعدان عن بعضهما بمقدار $29\ cm^{-1}$ فقط ؛ لذلك ، وفي ظرف التوازن عند درجة حرارة الغرفة ، تكون شعبياتهم متساوية تقريباً .



شكل 4.4 رسم تخطيطي لمستويات طاقة ايون الكروميوم في الياقوت .

وانه لمهم بعض الشيء ان نذكر بأن المستويات $^4F_1$ و $^4F_2$ هما نطاقات ترددية عريضة broad bands ، بينما المستويات ^2E تكون حادة sharp . وسبب ذلك قد تم اكتشافه من قبل الباحثين Sugano and Tanable [3] ، فقد بينّا على ان انشطار المستويات ^2G يحدث تقريباً بصورة مستقلة عن تأثير المجال البلوري هذا بالنسبة للمجالات البلورية متوسطة القيمة ، بينما يعتمد انشطار المستوى ^4F بصورة قوية على المجال البلوري . وكنتيجة للاهتزازات الحرارية للشبيكة ، يعاني المجال البلوري تقلبات سريعة وبصورة مستمرة . وتنعكس هذه التقلبات على انشطار المستوى ^4F . حيث تتسبب بحدوث تغيرات سريعة في طاقة الأثارة للمستويات $^4F_1$ و $^4F_2$ بالنسبة لمستوى الهمود $^4A_2$ ، ولكن هذه التقلبات لاتؤثر كثيراً على المستويات الثنائية ^2E و $^2F_2$. ويعتبر الفرق بين اتساعات widths هذه المستويات ذات اهمية بالغة في التشغيل الليزري ، حيث يلزمنا في هذه العملية مستوى عريض يقوم بعملية الامتصاص وآخر ضيق يقوم بعملية الانبعاث .

وتعتمد الخواص الامتصاصية للياقوت القرنفلي والموضحة في الشكل 4.5 ، على الاتجاه الانتشاري للضوء بالنسبة للمحور البصري . مع العلم بأن القيم القصوى peaks لمنحنيات الامتصاص تخص وبوضوح مراكز النطاقات المبينة في الشكل 4.4 . وتتكون العملية التفلورية للياقوت من الخطوط الطيفية R_1 و R_2 (شكل 4.5) ، ولكن تحدث الفعالية الليزرية بصورتها الطبيعية فقط عند الخط الطيفي R_1 (6943 Å) والسبب هو كون الاحتمالية الانتقالية لهذا الخط الطيفي تكون اكبر مما هي عليه للخط الطيفي R_2 . فحالما يُستنزَف المستوى $^2E(\bar{E})$ عن طريق الابتعاث المستحث ، يحدث انتقال سريع للالكترونات من المستوى $^2E\ (\bar{A})$ الى المستوى $^2E\ (\bar{E})$ ، وبهذه الطريقة سوف لن تصل شعبية المستوى العلوي الى قيمة



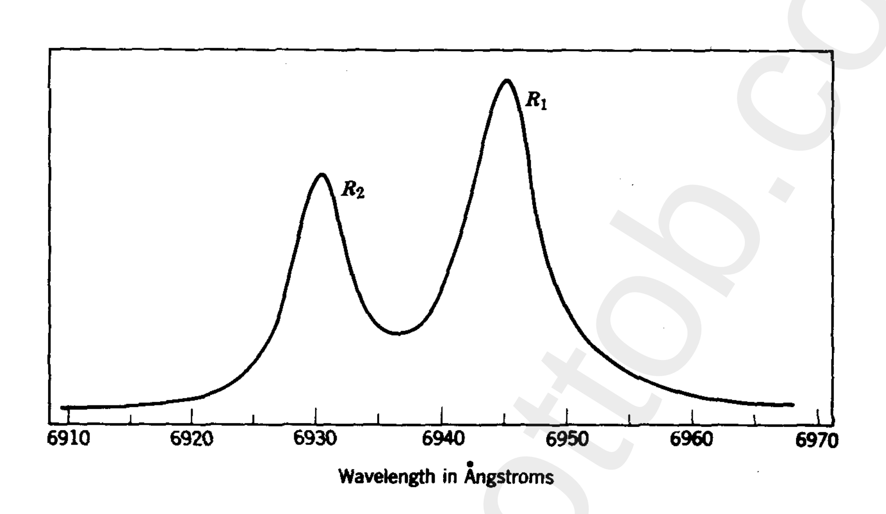
شكل 4.5 الطيف الامتصاصي للياقوت القرنفلي اللون ([4] After Maiman)

العتبة للتشغيل الليزري . واما نسبة الاحتماليات الانتقالية المناظرة للخطوط الطيفية R_1 و R_2 فهي النسبة 7 الى 5 [5] . واما الاسترخاء relaxation بين مركبات المستوى ^2E فيحدث بمساعدة الاهتزازات الشبيكية والتي تتوفر بكثرة في منطقة الطاقة المعنية ؛ وبناء على ذلك ، تكون فترة الاسترخاء relaxation time جداً قصيرة ($\approx 10^{-9}$ sec) . ولو قمنا بمقارنة هذه الحالة مع الرسم التخطيطي في الشكل 2.2 ، لرأينا بأن المستويات $^4F_1$ و $^4F_2$ وهم مرتبطون مع بعضهم يكونون المستوى 3 في الرسم التخطيطي المبسط . بينما المستويات ^2E تكوّن المستوى 2 .

ويظهر من الاشكال 4.4 و 4.5 ، بأنه يمكن إثارة الياقوت إثارة جيدة وذلك بتشعيعه بضوء يقع في المناطق الواقعة مابين 3600 و 4500 Å ، ومابين 5100 و 6000 Å . واما الفعالية الليزرية فيتم تحديدها بواسطة الصفات المميزة لطيف التفلور ؛ اي ، الخطوط الطيفية R_1 و R_2 . وهذه الخطوط بدورها تعتمد وبصورة معقدة على درجة الحرارة . فعند درجة حرارة الغرفة والدرجات الاعلى ، يكون شكل shape الخطوط الطيفية التفلورية كما مبينة في الشكل 4.6 . اما في المدى من 20 الى 80°C من درجات الحرارة ، فيمكن التعبير عن موضع القيمة القصوى للخط الطيفي R_1 بالمعادلة التجريبية

$$\lambda = 6943.25 + 0.068\,(T - 20), \qquad (2.1)$$

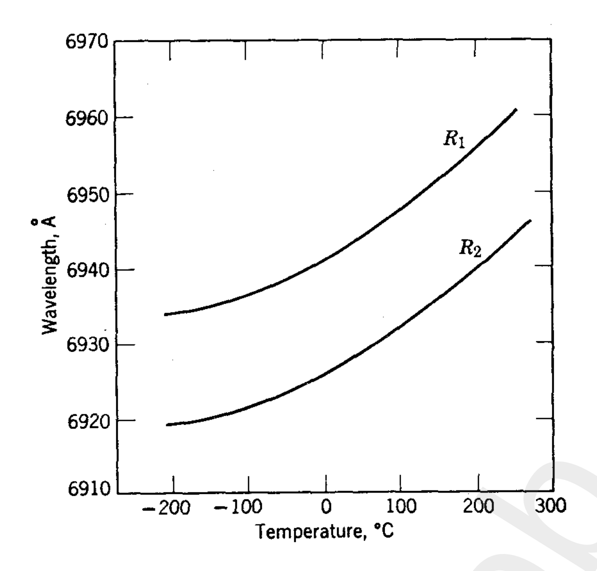
حيثما T هي درجة الحرارة بمقياس سلسيوس (الدرجات المئوية) . ويبين الشكل 4.7 الاعتماد الحراري لاطوال امواج هذه الخطوط الطيفية على مدى اوسع من درجات الحرارة [6] . واما اتساع الخط الطيفي R_1 فهو حوالي A° 7 ، كما يتبين من الشكل 4.6 ، او بدلالة العدد الموجي $\Delta(1/\lambda)$ حوالي $15\ cm^{-1}$. والشكل المذكور يمثل نتائج القياسات التي قام بها الباحث schawlow عند درجة الحرارة



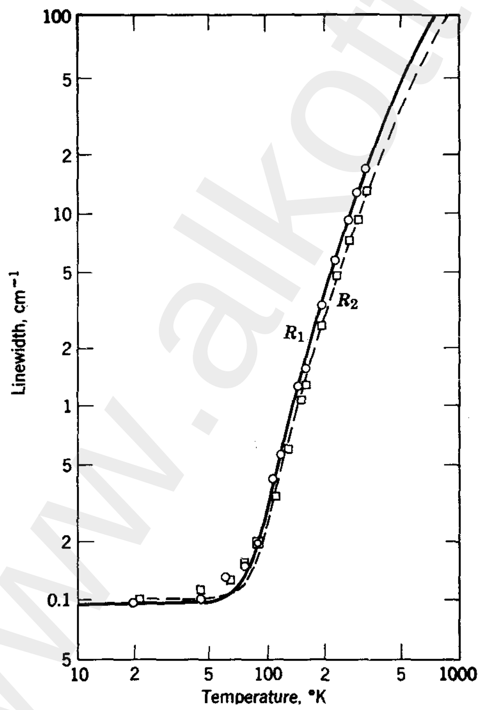
شكل 4.6 الخطوط الطيفية R للياقوت المتفلور عند درجة الحرارة C° 60 .

C° 60 [7] . واما اتساع الخط R_1 عند درجة حرارة الغرفة فحوالي نصف هذه القيمة . وتتغير اتساعات الخطوط الطيفية R بصورة سريعة مع درجة الحرارة في المدى مابين 90 و K° 350 . ويظهر هذا التغيير بالمقياس اللوغاريتمي في الشكل 4.8 ، والذي يمثل نتائج الباحثين McCumber and Sturge [8] . ويتبين من الشكل 4.8 ، على ان اتساع الخطوط الطيفية تحت درجة الحرارة K° 77 تكون

اساساً ثابتة وتساوي $0.1\ cm^{-1}$ تقريباً . واما قرب درجة حرارة الهيليوم السائل ، فأن الياقوت يغيِّر صفاته التفلورية ، ويُشاهَد انشطار اكثر للخطوط الطيفية . وتعتبر مطيافية الياقوت عند درجات الحرارة المنخفضة (4 الى K° 20) ضرورية في تقنية الميزر maser ، وقد تمت دراستها بصورة مكثفة [2 ، 7 ، 8 ، 9 ، 10] . وبما انها اقل صلة بالمواضيع التي تخص الليزرات ، فسوف لانتعمق في تفاصيلها .



شكل 4.7 اطوال امواج الخطوط التفلورية R_1 و R_2 للياقوت كدوال لدرجة الحرارة (After Wittke [6])



شكل 4.8 تغيير اتساعات الخطوط الطيفية R للياقوت كدالة لدرجات الحرارة (تمثل المنحنيات ، القيم المحسوبة من نظرية McCumber and Sturge [8] .)

ويُعد مدى العمر τ للاشعة التفلورية الياقوتية من المتغيرات الضرورية لانه واحد من المقادير المحددة للمعدل الزمني الادنى للاثارة ، هذا المعدل الزمني الواجب تجهيزه لتحقيق حد العتبة للتشغيل الليزري . ويرتبط مدى العمر lifetime بالمعدل الزمني للابتعاث الآني A_{21} ، الا ان ارتباطه ليس بالصورة المباشرة كما يمكن ان نتوقع من اول وهلة . فلو رجعت جميع الالكترونات المتهيجة الى المستوى $\bar{E}$ مباشرة الى مستوى الهمود بابتعاث اشعاعي في الخط الطيفي R_1 ، عندئذٍ سيكون مقلوب مدى العمر τ^{-1} للمستوى $\bar{E}$ مساوياً للمعدل الزمني A_{21} . ولكن ماموجود فعلياً ، هو ان الالكترونات تمتلك حرية اكبر في اختيار مسارات رجوعها الى المستويات الدنيا . فاولاً ، هناك مستويان متقاربان ، $\bar{E}$ و $2\bar{A}$ ، يتبادلان الالكترونات فيما بينهما بمعدل زمني عالٍ جداً . ومن ثم يحدث الانحلال decay من اي منهما الى مستوى الهمود وبمعدلات انتقال زمنية غير متساوية . فالباحث يقيس عملياً المعدلات الوزنية الوسطية weighted averages لمعدلات الرجوع الزمنية المذكورة آنفاً . والعوامل الوزنية هنا تمثل شعبيات هذه المستويات . كما ويعتمد توزيع الشعبية للمستويات $\bar{E}$ و $2\bar{A}$ على درجة الحرارة عندما يكون المقدار kT ليس كبيراً جداً مقارنة بالفرق في طاقة المستويين ($29\ cm^{-1}$) . والنتيجة هو اعتماد τ على درجة الحرارة ، كما لوحظ ذلك عند الدرجات الحرارية الدنيا . واما الظاهرة المعقدة الاخرى والتي تتغلب عند الدرجات الحرارية فوق 100 °K ، فتنتج من حقيقة كون التفلور الاحمر للياقوت غير محصوراً للخطوط R_1 و R_2 فقط ، بل ينتشر على مدى 800 °A تقريباً كنتيجة للانتقالات المساعدة المصحوبة بابتعاث الفونونات phonon-assisted transitions . ففي هذه الانتقالات يتحول جزء من طاقة الاثارة الى الشبيكة البلورية ، والجزء المتبقي من الطاقة يُشع بطول موجي يختلف عن الخطوط الطيفية R . والكفاءة الكلية للتفلور الاحمر لاتعتمد على درجة الحرارة ، ولكن بسبب الاعتماد الحراري للانتقالات الفونونية المساعدة ، تقل الكفاءة الكمية للخط الطيفي R من حوالي 0.55 عند درجة حرارة O °C الى 0.10 عند درجة حرارة 300 °C . وهكذا فالانتقالات التي لايصاحبها انبعاث ضمن الخطوط الطيفية R تزداد بالاهمية كلما ازدادت درجة الحرارة [10] .

فعند درجة حرارة الغرفة ، يكون مدى العمر للخط التفلوري R_1 هو 3 msec . وعندما تنخفض درجة الحرارة ، يزداد مدى العمر للقيمة القصوى 4.3 msec ، ويحصل هذا عند الدرجة الحرارية 100 °K تقريباً . وتحت الدرجة الحرارية 100 °K ، يقل مدى العمر مرة ثانية ، حتى يصل الى القيمة 3.7 msec عند الدرجات الحرارية المنخفضة جداً [9] .

4.3 إثارة الليزرات الياقوتية Excitation of ruby lasers

المستلزمات العامة للاثارة البصرية :

تشتمل عملية الضخ البصري على تغيير حالة الذرات للمادة الفعالة من حالة الهمود والى حالة متهيجة وذلك بواسطة الضوء المولّد في المضخة والممتص من قبل المادة الفعالة . فمن المهم توليد الضوء الملائم لهذه الاثارة ومن ثم نقل هذا الضوء الى المادة الفعالة . ويجب ان يصاحب عملية التوليد ونقل الضوء ، درجة عالية من الكفاءة وذلك لان النقص في الكفاءة يؤدي الى تسخين غير ضروري والى منع تحقيق إثارة العتبة اللازمة للفعالية الليزرية .

وللحصول على فكرة تخمينية عن عدد المراتب العشرية orders of magnitude المتضمنة هنا ، علينا ان نذكر بان كثافة ايونات الكروميوم في الياقوت هي $1.6 \times 10^{19}\ cm^{-3}$ وأن الطاقة اللازمة لرفع ذرة الكروميوم من حالة الهمود والى النطاق $^4F_1$ هي بحدود 4.8×10^{-12} ergs . وحيث ان الانتقال الليزري في الياقوت ينتهي في مستوى الهمود ، فالتكبير لايمكن ان يحدث الا اذا ازيحت على الاقل نصف عدد ايونات الكروميوم من حالة الهمود . وبناء على ذلك ، يجب ان تكون الطاقة البصرية الممتصة من قبل الياقوت في حالة استخدام نبضة قصيرة ، تساوي على الاقل

$$q=\frac{1}{2}\times 1.6\times 10^{19}\ cm^{-3}\ \times\ 4.8\ \times\ 10^{-12}\ ergs\ =\ 3.8\ J\ /cm^{3}$$

وحيث ان جزءاً صغيراً من القدرة الكهربائية الداخلة من المصباح المهيج تتحول الى اشعة مفيدة ، وحيث ان جزءاً كبيراً من الاشعة لاتصل الى الياقوت او لاتمتص من قبله ، لذلك فالليزر الياقوتية العملية تحتاج على الاقل 100 J من القدرة الكهربائية الداخلة لكل سنتمتر مكعب من الياقوت لكيما تشتغل بصورة جيدة . كما ان الفترة الزمنية اللازمة لتصريف طاقة الاثارة تعتبر مهمة ايضاً . والسبب لان اثارة الياقوت في درجة حرارة الغرفة تضمحل decays بثابت زمني يساوي 3 msec . وبناء على ذلك ، يجب ان يكون المعدل الزمني للقدرة الممتصة واللازمة لحفظ الياقوت عند عتبة التكبير هو

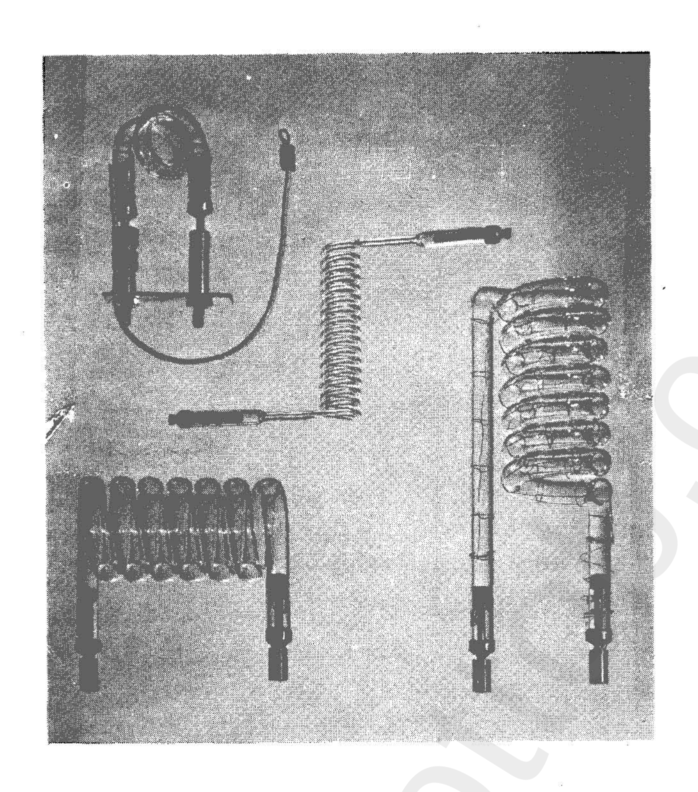
$$P\ =\ \frac{3.8\ \ J/cm^3}{3.0\ \times\ 10^{-3}\ sec}\ =1.27\ \ W/cm^3$$

وحيث ان مثل هذه المستويات من الطاقة والقدرة تعتبر عالية جداً ، لذا يستوجب وضع خطة متكاملة لمنظومة الضخ البصري تعمل على تخليص المنظومة من الحرارة المتولدة في جهاز الاثارة الليزري وبسرعة كافية لمنع ارتفاع درجة الحرارة في الاجزاء الاخرى .

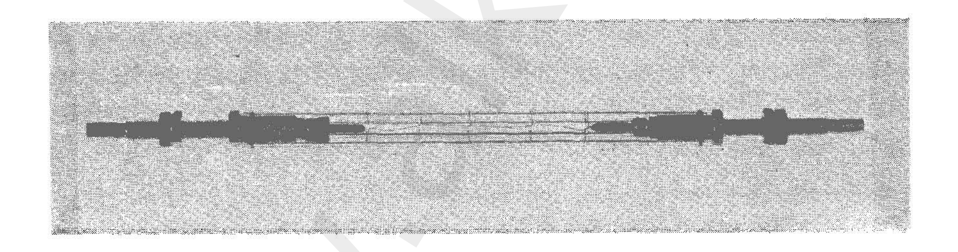
ومثالياً ، يتمنى المرء ان يمتلك مصباح اثارة يزودنا بقدرة خارجة متمركزة في المنطقة الطيفية الملائمة لأثارة المادة الفعالة (الياقوت) . ومثل هذا المصباح يمكن بعدئذ اقرانه بمنظومة بصرية تعمل على تركيز جميع الاشعة المبتعثة من المصباح على البلورة الفعالة وبطريقة معينة تؤدي الى تشعيع جميع اجزاء هذه البلورة بصورة متساوية . وبالتأكيد سيؤدي مثل هذا التشعيع المتجانس الى انتاج ليزر تتصف بكون جميع اجزاء مادتها الفعالة فيمستوىالعتبة و في آن واحد ، وبناء عليه ستنمو النبضة الليزرية بصورة متجانسة على مدى الوجه الحدي الكلي لليزر . والمصباح المثالي المستخدم للتشغيل المستمر يجب ان يمتلك خارج مستقر ؛ بينما المصباح المستخدم للاثارة النبضية يبعث نبضة مربعة square pulse . وفعلياً ، لم يتم تحقيق اي من هذه المصابيح المثالية ، حيث يوجد الكثير من التسويات ويجب ان تؤخذ بنظر الاعتبار .

انتاج الاشعة المهيجة :

يعتبر الضخ البصري للياقوت باستخدام الضوء الازرق والاخضر ممكناً وذلك لوجود نطاقين امتصاصين في الياقوت (انظر الاشكال 4.4 و 4.5) . فالالكترونات المتهيجة الى المستويين $^4F_1$ و $^4F_2$ ، تنتقل من دون بعث اية اشعة الى المستويات ^2E مع تحويل الفرق في طاقاتهم الى حرارة . وحيث ان الحرارة المتحررة تكون اقل في حالة اعتماد الاثارة البصرية على الضوء الاخضر الذي يقوم بتهييج الالكترونات الى المستو الادنى $^4F_2$ ، لذلك يفضل استخدام المضخة البصرية التي تبعث ضوءها في الفترة 5100 Å الى 6000 Å الا ان مثل هذا المصدر غير موجود . ومن حسن الحظ ، عندما يشغل المصباح الوميضي المليء بغاز الزينون تشغيلاً جيداً ، فأنه يبعث جزءاً مهماً من خارجه البصري في المنطقة الطيفية المفضلة . وتستخدم هكذا مصابيح وميضية اما بشكل ملفات حلزونية تحيط بلورة الياقوت ، او بشكل قضبان مستقيمة توضع بجانب القضيب البلوري وموازية له ، او توضع في الخط البؤري للعاكس ويبين الشكل 4.9 بعض انواع المصابيح الوميضية الحلزونية التي تستخدم في الاثارة البصرية . بينما يظهر الشكل 4.10 ، المصباح الوميضي المستقيم مع حافظة لتدوير سائل التبريد .



شكل 4.9 مصابيح وميضية حلزونية استخدمت للاثارة الليزرية . (Courtesy EG and G.)



شكل 4.10 مصباح وميضي مستقيم مع حافظة لسائل التبريد . (Courtesy EG and G.)

وتقوم الانابيب الوميضية بتحويل مابين 5 % و 10 % من الطاقة الكهربائية الداخلة الى اشعة واقعة في وقرب المدى المرئي visible range . وتعتمد كل من الاضاءة الكلية والتوزيع الطيفي للاشعة على الطاقة الكهربائية الداخلة . فعند كثافات متوسطة من التيار الكهربائي (اقل من $1000\ A\ /\ cm^2$) يشتغل مصباح الزينون Xenon في الاغلب كمصباح طيفي ؛ اي تنتج اشعته بصورة رئيسية من

الطيف الالكتروني للزينون . وعند الكثافات العالية جداً من التيار الكهربائي (اعلى من $20,000\ A\ /\ cm^2$) ، تقترب الاشعة الصادرة من المصباح شبهاً من تلك الاشعة المبتعثة من الجسم الاسود . كما وتعتمد الخواص البصرية والكهربائية للانابيب الوميضية اعتماداً معقداً على ضغط الغاز وكثافة التيار الكهربائي والتصميم الهندسي للانبوب . وبالرغم من توفر كثير من المعلومات العامة والمهمة في المراجع العلمية ذات الصلة بالموضوع [11 ، 12 ، 13 ، 14] ، الا ان كتالوكات الصناعيين تعتبر المصادر الجيدة للمعلومات العملية لمستخدمي هذه الانابيب* .

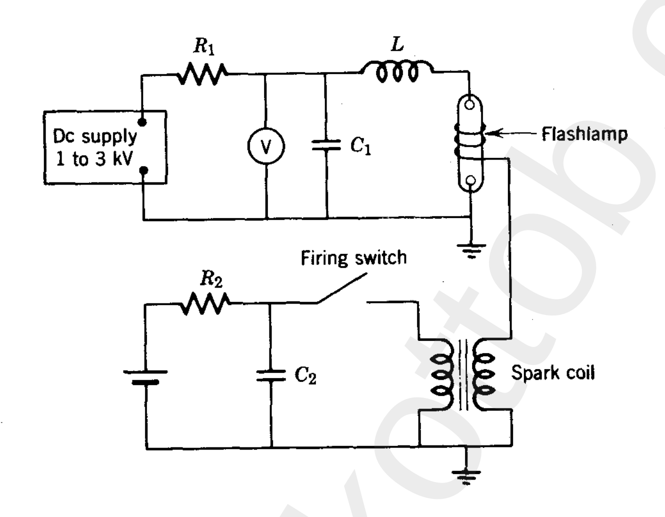
وتحوي الانابيب الوميضية التجارية والملائمة للاثارة الليزرية على غاز الزينون تحت ضغط 300 الى 600Torr . ويزداد الخارج الطيفي لهذه الانابيب في جميع المناطق الطيفية مع زيادة كثافة التيار الكهربائي ، بالاضافة الى ازاحة مركز النطاق الترددي الطيفي باتجاه الترددات العليا ، انسجاماً مع الخواص المعروفة لمشعات الجسم الاسود .

وان كمية الطاقة الكهربائية المبذولة في الومضة الواحدة وانبعاث النبضة الكهربائية في الوقت ذاته هما عاملان يؤثران على مدى العمر للانبوب الوميضي . كما ان استخدام تيار ذات كثافة عالية وبصورة متجانسة على مدى المقطع العرضي الكلي للانبوب يساعد في توليد اضاءة كفوءة . كما اظهرت التجارب بانه عند وضع فلطية عالية عَبْر across الانبوبة ، ومن ثم يُعمل على قدح الانبوبة بالطريقة الاعتيادية ، فانه لاينشأ قوس مستقر على مدى المقطع العرضي الكلي للانبوبة . ويبدأ التفريغ الكهربائي في مسخن يسري فيه تيار كثافته عالية جداً ، ويتولد عن ذلك موجة صدَّمية shock wave تنتشر من المسخن باتجاه جدران الانبوبة . وان لم تكن زيادة هذا التيار الابتدائي محدودة ، فيحتمل ان تصل هذه الموجة الصدَّمية الى نُسَبٍ مدمرة . ولذلك ، ننصح بتجهيز الانبوبة على التوالي بمُحاثة inductance قيمتها عدة مئات من المايكرو هنري . وهكذا يتحدد المعدل الزمني لزيادة ونقصان التيار الكهربائي بهذه المُحاثة وبالمقادير الاخرى للدائرة الكهربائية والتي تشتمل على معاوقة الانبوبة تحت الظروف التشغيلية وعلى سعة المتسعات المستخدمة لخزن الطاقة .

---

* صانعوا الانابيب الوميضية في الولايات المتحدة تشمل الشركات :
EG&G, Boston, Mass.; General Electric Co., Photo Lamp Dept., Cleveland, Ohio; PEK, Inc., Sunnyvale, Calif.; Kemlite Laboratories, Chicago, Ill.

ويبين الشكل 4.11 رسماً تخطيطياً للدائرة الكهربائية المستخدمة في تشغيل الانبوب الوميضي . فالمقاومة R_1 هي بحدود $1000\ \Omega$. ويتم اختيار كل من الملف الحاث L والمتسعة C_1 لتتماثلا مع مواصفات الانبوبة . وتحتاج عملية بدء التفريغ خلال الانبوب الوميضي الى فلطية بحدود 10 الى 15kV . وتنجز العملية ، كما مبين بالرسم التخطيطي ، بالحصول على شرارة من ملف الشرارة المربوط بالسلك الملفوف حول الانبوب الوميضي .



شكل 4.11 مُجهز القدرة الكهربائية ودائرة القدح للمصباح الوميضي .

او بطريقة اخرى ، يمكن قدح الانبوب بربط الشرارة على التوالي مع الانبوب عن طريق محولة . وحيث انه ليس من الملائم تمرير تيار كهربائي عالي الشدة خلال مفتاح القدح ، فكثيراً ما يُستعاض عن دائرة القدح البسيطة والموضحة في النصف الاسفل من الشكل 4.11 ، بواحدة تحوي انبوب ثايراترون (صمام غازي ساخن الكاثود) ، الذي يعمل على تفريغ المتسعة C_2 عندما يتم توصيل فلطية مسيطره grid .

وفي المنظومات المصممة جيداً ، يتم تصريف معظم الطاقة الكهربائية المخزونة في المتسعة الى داخل الانبوب الوميضي . ويمكن تصريف كميات محددة من الطاقة الى الانبوب وذلك باستخدام مجموعات مختلفة من المتسعات والفلطيات كما ويعتمد نمو النبضة في الانبوب الوميضي على نوعية المجموعة المستخدمة . واذا استخدم فلطية

اعلى ، ينتج نمو اسرع للقوس الكهربائي ؛ كما ان استخدام متسعة ذات قيمة اعلى يُطوِل فترة عملية التفريغ .

واظهرت دراسات الباحث Marshak [13] على انه لغرض منع الاستهلاك السريع للانبوب الوميضي ، يجب ان لاتُنتهك المتباينة التالية

$$CV^4 \leq Kl^3. \tag{3.1}$$

حيث l هنا تمثل طول الانبوبة و K ثابت يعتمد على مادة الانبوبة وقطر الانبوبة . وهكذا ، فطاقة النبضة الكلية مضروبة في مربع الفلطية يجب ان يبقى تحت قيمة مقدار معين يُميِّز الانبوبة .

ويقوم صانعوا الانابيب الوميضية بتجهيز مواصفات محدَّدة ، تكون عادة بشكل منحنيات او معادلات تصف الطاقة المبدَّدة العظمى في الانبوب كدالة لفترة بقاء الوميض . وهنا يجب ان تصمم الدائرة الكهربائية بحيث تكون فترة بقاء نبضة ما ذات طاقة معطاة ، لاتقل عن المعلومات التي تذكر في مواصفات الانبوب . وعلى الرغم من امكانية تحميل الانابيب حملاً اعلى ، الا ان هذا الاسلوب يُقصِّر كثيراً من مدى اعمارهم . ومن جهة اخرى ، فالانبوب الذي يشتغل تحت 70% من قدرته التصميمية يكون ذات مدى عمر اطول نسبياً . وبصورة عامة ، تمتلك الانابيب الوميضية المستقيمة مقاومات واطئة (0.2 الى 1.0 Ω) ويتم تصميمها للنبضات القصيرة (0.2 الى 1.0 msec) . بينما تمتلك الانابيب الوميضية الحلزونية مقاومة اعلى (1 الى 5 Ω) وتعطي نبضات اطول (1 الى 3 msec) . وكما لوحظ سابقاً ، يكون استهلاك الانبوب الوميضي بسبب الارتفاع السريع في قيمة التيار الكهربائي اثناء بدء التفريغ وخاصة عندما لايكون التفريغ قد شمل المدى الكلي للمقطع العرضي للانبوب . كما يمكن تشغيل الانابيب الوميضية تحت مستوى قابلياتهم التصميمية اذا تم تأخير وصول التيار الكهربائي الى قيمته العظمى الى مابعد نشوء قوس كهربائي مستقر عبر الانبوب . ويمكن انجاز هذا الشيء بالحصول اولاً على تفريغ باستخدام متسعة تشحن الى فلطية منخفضة ومن ثم يتم توصيلها الى متسعة ذات شحنة اعلى [14] .

تركيز وحجز الاشعة المهيجة :

في هذا المقطع سنهتم بالترتيبات الفيزياوية للمصابيح الوميضية مع البلورة الياقوتية . وستكون المبادىء التصميمية التي نستدل بها في هذا العمل هي كون

هذه الترتيبات تُنتج تشعيعاً متجانساً للياقوت ، ويجب ان تكون ذات كفاءة عالية قدر المستطاع ، ويجب ان تسمح بتبريد الياقوت والمصباح الوميضي بصورة جيدة .

والترتيب البدائي يكمن في وضع الياقوت في مركز الانبوب الوميضي الحلزوني كما يتبين في الاشكال 2.1 و 4.1 ، حيث مازال هذا الترتيب يُستخدم بصورة واسعة . واضافة لهذا ، هنالك اشكال عديدة إخرى متوفرة للاستعمال ، يُستخدم فيها انابيب وميضية مستقيمة . والاشكال 4.2 و 4.3 ، يظهران نموذجين من هذه النماذج . ونحن الان بصدد دراسة خواص هذه الاشكال التصميمية .

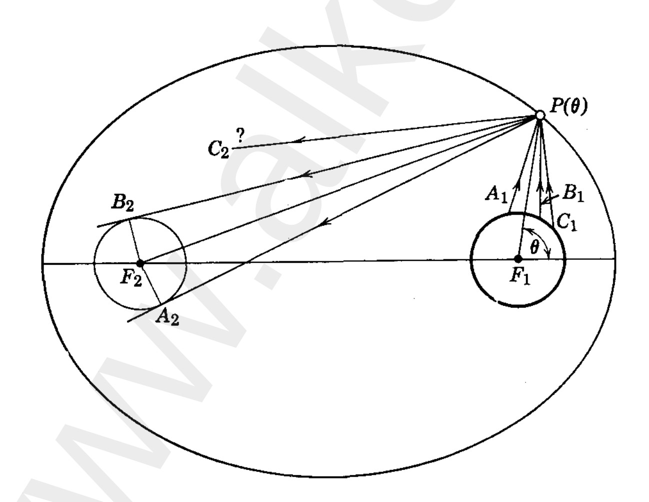
يتكون التصميم الذي يمتلك هيئة القطع الناقص ellipse والمبين في الشكل 4.2 من مصباح وميضي مستقيم واسطوانة ياقوتية ذات حجم مقارب موضوعة في تجويف اسطواني عالي الانعكاسية وذات مقطع عرضي بشكل قطع ناقص . ويُصنع التجويف آلياً من قطعة المنيوم ، تُصقل جيداً . ومن ثم يتم تجهيز نهايتيها بصفائح مستوية عاكسة ، لتعمل على تثبيت البلورة الياقوتية والانبوب الوميضي في مواضع متمركزة حول الخطوط البؤرية لأسطوانة القطع الناقص . وقد اعطيت مواصفات اول ليزر من هذا النوع من قبل الباحث Ciftan ومساعدية [15] ، الذي قام بتشغيل ليزر ياقوتية بطول 6 cm وقطر 0.6 cm ، وبطاقة داخلة تساوي 150 J فقط . وهذه الطاقة تمثل جزءاً صغيراً فقط من الطاقة اللازمة لنفس البلورة الياقوتية في الهيئة الحلزونية . ولايتوفر مقياس موضوعي لمقارنة كفاءات الليزرات بصورة مباشرة والسبب في ذلك يعود الى كون طاقة الاثارة اللازمة للوصول الى حد العتبة يتغير مع تغيير كفاءة المصباح الوميضي ، ومع نوعية الياقوت ومع الطلاء العاكس ، اضافة لذلك حجم القطعة الياقوتية المستعملة .

ويستند التصميم الذي يمتلك هيئة القطع الناقص على النظرية الهندسية ، والتي تؤكد على ان الاشعة المنطلقة من احدى بؤر القطع الناقص تنعكس في البؤرة الاخرى . وإن تطبيق هذه النظرية البسيطة يؤدي الى حدوث عدد من التعقيدات عندما لايمكن اعتبار الاجسام التي تطبق عليها هذه النظرية ، نقطاً او خطوطاً من الناحية الرياضية ، بل اجسام فيزياوية ذات ابعاد مُحددَّة .

ولكيما نركز كمية ضخمة من القدرة في حجم صغير ، نطمح لعمل القضيب الليزري رقيَقاً والمصباح المجهز للقدرة سميكاً ، لأن قابلية المصباح على تجهيز الطاقة تزداد بزيادة قطر مقطعه العرضي . وسوف نرى على كل حال ، ان الكفاءة في

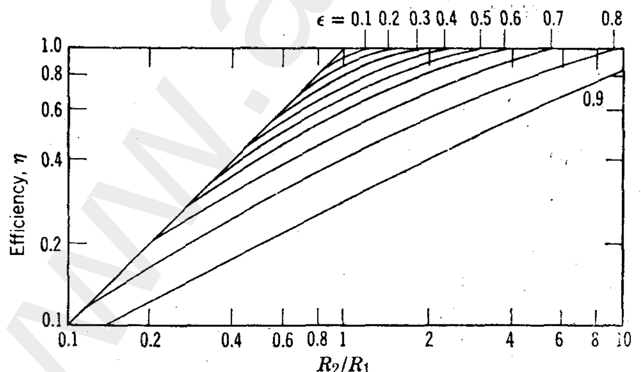
تحويل القدرة الاشعاعية تكون اكبر في الحالة المعكوسة ، اي عندما تكون الليزر سميكة والمصدر المجهز بالقدرة رقيقاً . وعلاوة على ذلك ، اظهرت الحسابات بان هذه الكفاءة تعتمد على قيمة الاختلاف المركزي eccentricity للقطع الناقص .

وهناك سببان رئيسيان يعملان على عدم وصول كافة الاشعة الصادرة من المصدر ذات الحجم المحدود الى القضيب الليزري . اولها ، ان الاشعة التي تترك المصدر بزاوية قائمة مع السطح لاتتركز بؤرياً بصورة تامة . وثانياً ، إحتجاب بعض الاشعة من قبل المصدر ذاته ، اي انها ، تُقطع بعد انعكاسها من قبل المصدر قبل وصولها الى القضيب الليزري . وسيكون وافياً بالغرض فيما اذا فحصنا ودرسنا هذه المشكلة ببعدين فقط ، وذلك لان الاشعة يمكن الاستعاضة عنها بمساقطها projections في مستوٍ عمودي على محور الاسطوانة . ويبين الشكل 4.12 ، التعقيد الناتج عن عدم التركيز البؤري . فقد وضع مصدر اسطواني بنصف قطر R_1 عند الخط البؤري F_1 ، بينما وضعت البلورة الليزرية والتي نصف قطرها R_2 عند الخط البؤري F_2 . والان لنفكر ملياً في الاشعة المنعكسة من النقطة الثابتة P على القطع الناقص ؛ ويمكن تمييز هذه النقطة بالزاوية المحصورة بين F_1P والمحور الرئيسي للقطع الناقص . وقد رسمت الخطوط PA_2 و PB_2 كمماسات للقضيب الليزري ومُدّت الاشعة المناظرة وراءً الى المصدر حتى النقاط A_1 و B_1 .



شكل 4.12 عدم التركيز البؤري مصدر من مصادر الخسارة في التصميم ذات هيئة القطع الناقص .

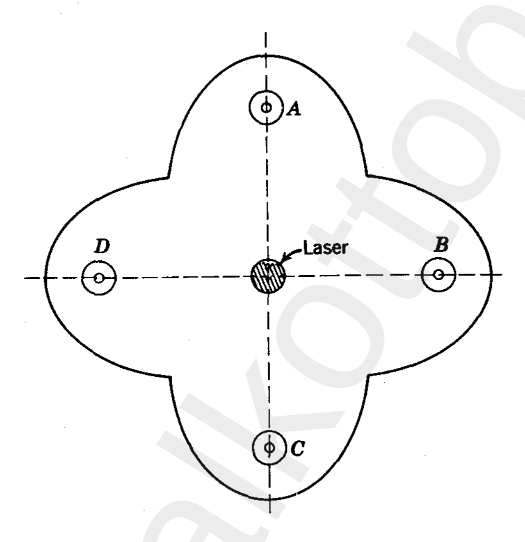
وواضحاً من الشكل بأن المسارات A_1PA_2 و B_1PB_2 تمثل الاشعة الحدية للنقطة P . واي شعاع يصل النقطة P ويكون مصدره من خارج القوس A_1B_1 فسوف يُخطىء القضيب الليزري بالتأكيد . ومثل هذا الشعاع، موضح بالخط C_1P . ويمكن لأي شخص منا ان يُجادل بأن مثل هذا الشعاع سيصل في آخر الامر الى القضيب الليزري بعد انعكاسات متعددة او يمكن ان يرجع الى المصدر . ان هذه الانعكاسات المتعددة لاتعتبر ذات تأثير مادي وذلك لان معامل الانعكاس لأحسن عاكس مستخدم في هذه الحالة اقل كثيراً من 1 . ويمكن استعراض الخسارة في الطاقة المتحولة بسبب حجب المصدر لها وذلك بتتبع مسار الشعاع المنطلق من C_1 والمتجه الى أقرب رأس للقطع الناقص . ولايعتبر الشعاع الذي يرجع الى المصدر خسارة طاقة باجمعها ؛ ومع ذلك ، لايبلغ القضيب الليزري في اول خطوة من رِحلته ويعاني نوعاً من الخسارة بالانعكاس . وبالمثل ، ليس من الواجب ان نفترض بأن اي شعاع يصل القضيب الليزري سيُصرِّف طاقته الكلية الى الليزر . وعلى الرغم من كل ذلك ، هناك فائدة في تعريف كفاءة المنظومة بدلالة النسبة المئوية للاشعة المنتقلة من المصدر والواصلة فعلياً للقضيب الليزري ، والتي لاتعاني اكثر من انعكاس واحد على اسطوانة القطع الناقص . ومن الملائم جداً في حالة حساب عدد الاشعة ، ان نفترض بأن المصدر يَشع حسب قانون لامبرت Lambert's law . وقد تم حساب مثل هذه الكفاءات من قبل الباحثين Schuldt and Aagard [16] ، حيث حصلا على المنحنيات الموضحة في الشكل 4.13 لمجموعة من مقاطع ناقصة باختلافات مركزية متغيرة . وقد كان تحديد قيم الكفاءة η المبينة في الشكل ، با يمال الحجب المصدري source-blocking . واما الكفاءات العالية فقد تم الحصول عليها لمجموعة من المقاطع الناقصة الدائرية تقريباً ، والتي تحتاج الى ترتيب مغلق من المصدر والليزر . ونسبياً ، يعتبر الحجب المصدري غير ضروري



شكل 4.13 كفاءة التصميم ذات هيئة القطع الناقص الاسطواني . محسوبة لمصدر يخضع لقانون لامبرت . مع اهمال الحجب المصدري . الرموز : R_1 يمثل نصف قطر المصدر ، R_2 يمثل نصف قطر البلورة ، ϵ تمثل الاختلاف المركزي .

عندما لاتزيد قيمة الاختلاف المركزي للقطع الناقص عن القيمة 0.4 .

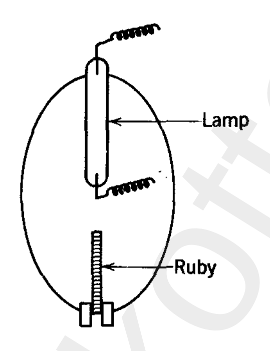
ويمكن بناء الليزرات من تجاويف اهليليجية elliptical cavities مضاعفة . اي من اسطوانات اهليليجية متعددة مشتركة الخط البؤري ، هذا الخط الذي يمثل موقع البلورة الياقوتية . بينما تحتل المصابيح الوميضية ، الخطوط البؤرية الاخرى . ويبين الشكل 4.14 مقطع عرضي لمثل هذا الليزر ، تُستخدم فيها اربعة مصابيح وميضية . ولقد تم استعراض كفاءة هذه التراكيب الاهليليجية المضاعفة ، ووجد بأنها اقل نسبياً من كفاءة التركيب الاهليليجي المنفرد [17] . وقد وجد حقيقة ، بأن الكفاءة تنخفض بصورة سريعة كلما ازداد عدد الاهليليجات ، وعلى الرغم من



شكل 4.14 مقطع عرضي لجهاز ليزري مثار باربعة مصابيح وميضية D,C,B,A .

ذلك ، يعتبر استخدام الاهليليجات المضاعفة ذات فائدة مهمة . فعندما يستخدم اهليليج واحد ، تكون اضاءة القضيب الليزري بعيدة عن صفة التجانس . وفقدان صفة التجانس يؤدي الى حدوث تأثيرين عكسيين اولاً ، يعمل على خلق انحدارات حرارية thermal gradients واجهادات في القضيب الليزري ، تعمل على تشويه المسار البصري ضمن الليزر . وثانياً ، تميل الإثارة غير المتجانسة على مفاضلة تكوين صيغ غير متناظرة asymmetric modes . بينما نرى الليزر المتهيجة باربعة مصابيح وميضية ومرتبة كالتي نلاحظها في الشكل 4.14 ، انها لجميع الاغراض العملية يكون تشعيعها بصورة متجانسة وتميل الى ان تكون خالية من التشوبهات

التي يمكن ان تنتج من عدم التناظر . وان ابتكار توزيع اضائي يُحدث تشعيع اسطواني متناظر للقضيب الياقوتي بواسطة مصباح وميضي مفرد ، كان من جهود الباحث Rőss [18] . فقد قام بتنسيق كل من البلورة الليزرية والمصباح الوميضي على طول محور الدوران لمجسَّم اهليليجي ellipsoid ذات دوران كرواني متطاول prolate spheriod كما مبين تخطيطياً في الشكل 4.15 . وهذا النوع من الترتيب يلائم بصورة خاصة في اثارة القطع الياقوتية الصغيرة التي تشتغل بمعدل تكرار زمني عالٍ او حتى بصورة مستمرة . وهذه الاشكال بالاضافة للعديد من التصميات الهندسية الاخرى المستخدمة للاثارة يمكن الاطلاع عليها في كتاب Rőss [19] ، حيث يحوي العديد من الرسوم والكثير من المعلومات العملية التي يحتاجها المصمم عند التصميم .

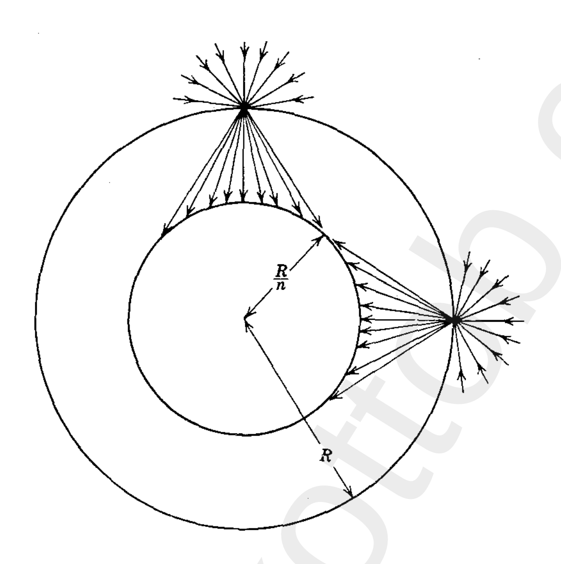


شكل 4.15 نظام ضخ اهليليجي

توزيع الاشعة المهيجة في داخل الياقوت :

إن التشعيع المتجانس والشديد لايضمن لوحده تهييج متجانس او توزيع كفوء ، كما لايضمن استخدام الطاقة الاشعاعية الساقطة على الليزر بصورة صحيحة . فعندما يُشعع قضيب غير موَّصل dielectric من الخارج بأشعة متشابهة المناحي isotropic ، فسوف لايتعرض كل جزء من القضيب الى نفس الشدة من الاضاءة . والسبب في هذا الاختلاف هو انكسار الاشعة عند السطح ، كما هو موضح في الشكل 4.16 . فالضوء الساقط على اية نقطة ، سيحجز في مخروط ضمن العازل ، يمكن تحديد فُتحته بزاوية الانعكاس الكلي $\Theta_{max} = \sin^{-1} 1/n$ ، حيث يمثل n معامل الانكسار . ويساوي معامل الانكسار n القيمة 1.76 لكل من الياقوت الازرق sapphire والياقوت القرنفلي ruby ، ولذلك تكون $\Theta_{max} = 35^\circ$. فالشعاع

المنكسر بهذه الزاوية ، يَعبر محور الاسطوانة بمسافة صغرى مقدارها $r=R/n$ ، حيثما R هو نصف قطر الاسطوانة ؛ اي ان كل الضوء الذي يخترق سطح الاسطوانة ذات النصف قطر R ، يمر اخر الامر خلال الاسطوانة الداخلية الاصغر والتي نصف قطرها R/n . ويُعتبر حساب كثافة الطاقة u في العازل الاسطواني أمراً



شكل 4.16 اشعة ضوئية ساقطة على الجدران الجانبية لعازل اسطواني الشكل .

معقداً استناداً الى حقيقة كون الشعاع الداخل الى الاسطوانة ينعكس جزئياً الى الداخل في كل مرة يصطدم فيها بسطح الاسطوانة ؛ ويعتمد معامل الانعكاس على زاوية السقوط اضافه الى اعتماده على اتجاه الاستقطاب .

وسنبدأ الآن باشتقاق التوزيع الضوئي في اسطوانة دائرية شفافة (غير ماصة) ذات معامل انكسار n ، ومضاءة باشعة ساقطة في مستو عمودي على محور الاسطوانة وموزعة بصورة متجانسة حول هذا المحور . والغرض من اجراء هذه الحسابات هو لايجاد كثافة الطاقة u كدالة للمقدار ρ ، الذي يمثل المسافة مُقاسة من محور الاسطوانة ، التي يستحدثها تشعيع معين يمتلك تناظراً اسطوانياً

لنفرض اولاً موجة مستوية منفردة تسقط على عازل اسطواني بنصف قطر R ومعامل انكسار n . ان كثافة الطاقة ضمن الاسطوانة والمستحدثة بهذه الموجة

المستوية سوف تتغير ليس فقط مع الاحداثي ρ ، وانما ايضاً مع الزاوية θ المحصورة بين العمود على الموجة المستوية ومتجه الموضع . واما معدل الكثافة الاشعاعية محسوبة على مدى الحلقة الاسطوانية ، المناظرة الى زيادة صغيرة $d\rho$ في الاحداثي ρ ، فلا تعتمد على الزاوية θ ؛ ومن ثم فهي لاتعتمد على توجيه الموجة المستوية الساقطة . فلذلك يكون من المسموح لنا بأن نرتب حساباتنا على ضوء اعتبار تأثيرات موجة مستوية منفردة فقط .

ويتم تمييز الموجة المستوية الساقطة على الجوانب الخارجية للعازل الاسطواني بمقدار شدتها S_o ، وبمتجه انتشارها **k** ، وبسرعتها c . ويرمز لكثافة الطاقة المقترنة مع هذا المجال الاشعاعي بالمقدار

$$u_o = \frac{S_o}{c}. \qquad (3.2)$$

فعندما تصل الموجة المستوية المتمثلة بحزمة من الاشعة الى سطح بينّي interface يتوسط هواء وعازل ، فأن جزءاً منها ينعكس والجزء الآخر ينكسر حسب قانون سنيل :

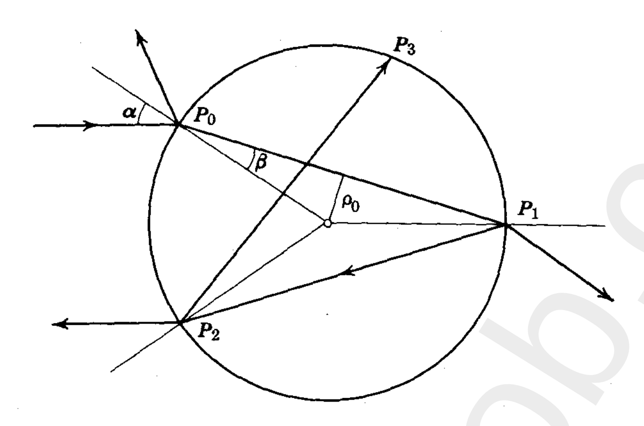
$$\sin\alpha = n \sin\beta \qquad (3.3)$$

وبدلاً من استخدام معاملات فريسنل Fresnel coefficients التقليدية ، والتي تربط السعات الكهربائية للموجات المنكسرة والمنعكسة بسعة الموجة الساقطة ، نستخدم هنا معاملات السريان للطاقة energy-flow والتي تعرف كما يلي :
اولاً ، يعرف معامل الانعكاس r_{11} على انه القدرة المنعكسة في الوسط 1 من مساحة معطاة للسطح البيني مقسومة على القدرة الساقطة على نفس المساحة . وثانياً ، معامل الارسال transmission coefficient t_{12} الذي يعرف على انه القدرة المرسلة خلال عنصر من السطح مقسومة على القدرة الساقطة على نفس العنصر السطحي من الوسط 1 والى الوسط 2 . ووواضحاً ، سيكون هناك تغيير في مساحة مقطع الحزمة في عملية الارسال . وتعرف المعاملات t_{21} و r_{22} بنفس الطريقة وانه لمعروف [20] بأن $t_{12} = t_{21}$ وكذلك $r_{22} = r_{11}$. وبناء عليه ، يمكن الغاء الرموز الدليلية الذيلية ، شرط ان يكون معلوم لدينا بأن هذه المعاملات تعتمد على زاوية السقوط وان $r_{11}(\alpha) = r_{22}(\beta)$ ، حيثما ترتبط α و B بقانون سنيل .
ويلزم مبدأ حفظ الطاقة عند السطح البيني بأن يكون

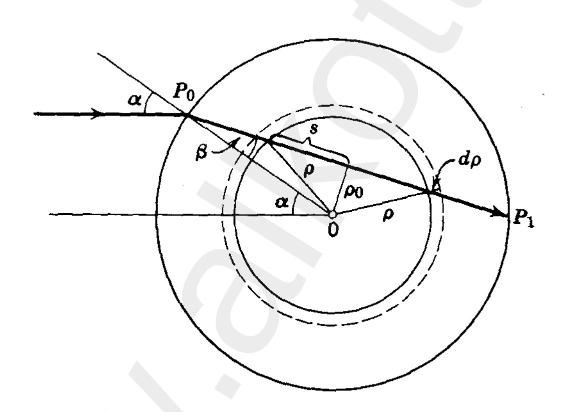
$$r + t = 1 \qquad (3.4)$$

ويوضح الشكل 4.17 ، مسار شعاع نموذجي ساقط على العازل الاسطواني عند النقطة P_o . وتكون المسافة الصغرى لهذا الشعاع من محور الاسطوانة هي

$$\rho_0(\alpha) = R \sin \beta = \frac{R \sin \alpha}{n} \qquad (3.5)$$



شكل 4.17 الانكسار والانعكاس في عازل اسطواني.



شكل 4.18 هندسية الاشعة في عازل اسطواني

ويصطدم الشعاع مرة ثانية بسطح الاسطوانة عند النقطة P_1 . حيث ينعكس هناك ، بمعامل انعكاس r ومن ثم يمر مرة ثانية خلال الاسطوانة بمسار يشابه هندسياً قطعة المسار P_0P_1 .

لنفترض الان مقطع من العازل الاسطواني طوله وحدة الاطوال ، ولنرمز للعنصر السطحي من الاسطوانة بالمقدار $dA = R d\alpha$. عندئذ تمتلك الحزمة من الاشعة الساقطة على العنصر السطحي dA عند النقطة P_o ، مساحة مقطع عرضي مقدارها $\cos\alpha\, dA$ ، ولذلك يكون المعدل الزمني لدخول الطاقة في الاسطوانة من خلال هذا العنصر السطحي مساوية للمقدار $S_o t \cos\alpha\, dA$.

وسنبدأ الآن بحساب الطاقة الاشعاعية الداخلة في الحلقة ذات السمك $d\rho$ من خلال العنصر السطحي dA عند النقطة P_o. ومثل هذه الحلقة ، يوضحها الشكل 4.18 ، حيث اختير نصف القطر ρ بحيث يتقاطع الشعاع المار خلال P_o مع الحلقة ؛ اي ان $\rho_0(\alpha) < \rho$. واذا رمزنا الى طول قطعة الشعاع ضمن الاسطوانة ذات نصف القطر ρ بالمقدار $2s$ ، نحصل على

$$s^2 = \rho^2 - \rho_0^2, \tag{3.6}$$

في حالة $\rho > \rho_0$، وتكون $s = o$ في حالة $\rho_0 > \rho$. وسوف تقع قطعتين من الشعاع طول كل منها ds في حلقة محددة بانصاف الاقطار ρ و $\rho + d\rho$. وهنا سيكون

$$sds = \rho\, d\rho \tag{3.7}$$

في حالة $s \neq O$ ، و $ds = o$ في حالة $s = o$. وتنتج الحزمة المتمثلة بالشعاع P_oP_1 ضمن الحلقة ذات السمك $d\rho$ ، اشعة تكون شدتها مساوية $S_o t \cos\alpha$ ، حيثما t هو معامل الارسال . وتتقدم هذه الاشعة خلال العازل بانطلاق مقداره c/n ، وبناء على هذا ، ستحوي قطعة الحزمة ذات الطول $2ds$ على طاقة مقدارها

$$dQ_1 = 2ntS_0 \cos\frac{\alpha\, dA\, ds}{c}. \tag{3.8}$$

وبعد الانعكاس عند النقطة P_1 ، يمر الشعاع مرة ثانية خلال الحلقة نفسها مصرفاً طاقة مقدارها $r\, dQ_1$ وهكذا دواليك . فالطاقة الكلية المصرَّفة في الحلقة لجميع السفرات هي

$$dQ = dQ_1\,(1 + r + r^2 + \dots) = \frac{dQ_1}{1 - r}, \tag{3.9}$$

وبما ان $t/(1\text{-}r) = 1$ وكذلك $S_o = u_o c$ ، يكون

$$dQ = 2nu_o \cos\alpha\, dA\, ds. \tag{3.10}$$

وبتعويض ds من العلاقة (3.7) ومن ثم ادخال $dA = R\, d\alpha$ ، نحصل على

$$dQ = \frac{2nu_o \cos \alpha R \, d\alpha \, \rho \, d\rho}{s}; \qquad (3.11)$$

عندما $s > 0$ و $dQ = 0$ عندما تكون $s = 0$. وتتوزع هذه الطاقة على حجم مقداره $2\pi\rho \, d\rho$. ويمكن الحصول على المعدل الوسطي للطاقة المستحدثة بواسطة الموجة المستوية الكلية في هذه الحلقة وذلك بقسمة العلاقة (3.11) على المقدار $2\pi\rho \, d\rho$ ومن ثم اجراء التكامل على مدى جميع قيم α التي تعطي قيم موجبة لـ s . وهكذا ستكون

$$u(\rho) = \frac{u_o n}{\pi} \int \frac{R \cos \alpha \, d\alpha}{s}. \qquad (3.12)$$

وبما ان

$$s = \left(\rho^2 - \frac{R^2 \sin^2 \alpha}{n^2}\right)^{1/2}, \qquad (3.13)$$

فعلينا ان نميِّز حالتين هما

1- عندما تكون $\rho > R/n$ ، تأخذ الزاوية α اية قيمة مابين $-\pi/2$ و $+\pi/2$. وبادخال المتغير $\rho_0 = R \sin \alpha / n$ ، تكون

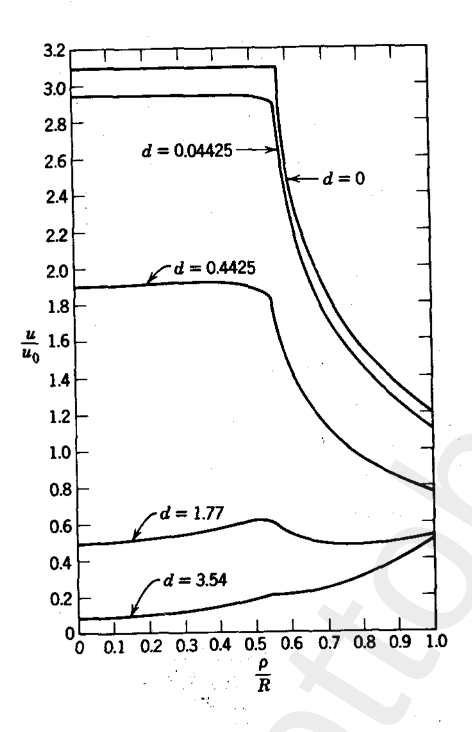
$$u(\rho) = \frac{u_o n^2}{\pi} \int_{-R/n}^{R/n} \frac{d\rho_0}{\sqrt{\rho^2 - \rho_0^2}} = \frac{2u_o n^2}{\pi} \sin^{-1} \frac{R}{n\rho}. \qquad (3.14)$$

2- عندما $\rho \leq R/n$ ، يجرى التكامل حسب ρ_0 من $-\rho$ الى $+\rho$ ؛ فلذلك تكون

$$u(\rho) = u_o n^2 \qquad (3.15)$$

ان العلاقات التحليلية للمقدار $u(\rho)$ والمعطاة في (3.14) و (3.15) قد تم اشتقاقها من قبل الباحثين Devlin و Mckenna و May و Schawlow [21] .

وتؤدي العلاقات اعلاه بالنسبة للياقوت $n = 1.76$ ، الى استنتاج المنحنيات العلوية في الاشكال 4.19 و 4.20 . وعندما يؤخذ بنظر الاعتبار ، امتصاص الاشعة ضمن الاسطوانة ، تؤدي حساباتنا الى مجموعة من المنحنيات مع المقدار $d = \alpha R$ ، حيث يمثل α معامل امتصاص الشدة intensity absorption coefficient- ويمثل الشكل 4.19 اربعة منحنيات من هذا النوع ، تم حسابها من قبل الباحث Mckenna [22] . ومن المهم ان نذكر بأن معامل امتصاص الياقوت ruby يتغير وبصورة كبيرة مع تغيير الطول الموجي .

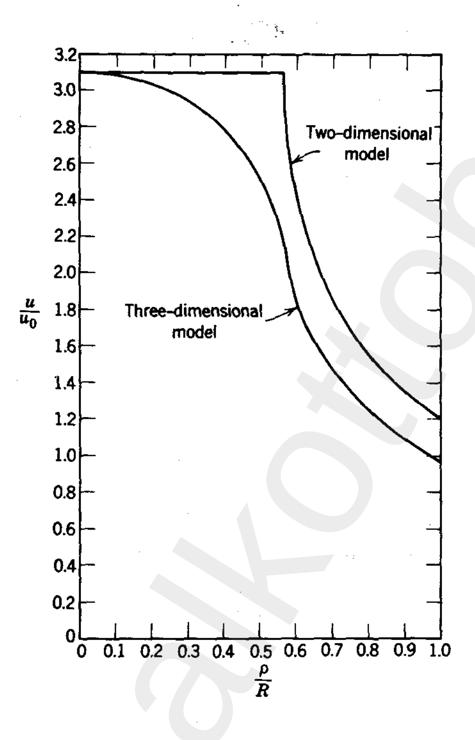


شكل 4.19 توزيع اشعة الضخ في اسطوانات ياقوتية . نموذج ببعدين .

ولو استخدمنا معلومات الامتصاص للباحث Maiman ، الموضحة في الشكل 4.5 ، سنلاحظ بأن معامل امتصاص الياقوت غير المتهيج عند الطول الموجي Å 4300 هو حوالي $2.2\ cm^{-1}$. لذلك ، فالمنحنيات المبينة في الشكل 4.19 والتي تعود لقيم المقدار $\alpha R = 0.44$ و 1.77 و 3.54 تناظر على التوالي اسطوانات ذات انصاف اقطار 0.2 و 0.8 و 1.6 سنتمتر .

وتعتبر مشكلة التشعيع ببعدين ، والتي اشتقت منها منحنيات الشكل 4.19 ، مشكلة مصطنعة . ولهذا تكون مناقشة المشكلة بثلاثة ابعاد اكثر واقعية ، حيث تتم المناقشة بالاستناد الى فرض تواجد مجال اشعاعي متشابه المناحي خارج الياقوت ، مع اعتبار استقطاب الاشعة موزعاً توزيعاً متجانساً على جميع الاتجاهات المحتملة . وتعتبر هذه المشكلة من الناحية الرياضية أكثر صعوبة من المشكلة المستوية . لان حلولها في حالة اهمال الخسارات ، تؤدي الى علاقات تحوي تكاملات اهليليجية كاملة . ويسمح لنا الشكل 4.20 على عمل مقارنة في حالة اهمال الخسارات loss-free case بين نتائج حسابات المشكلة ببعدين [(3.14) و (3.15)] من جهة ، والمشكلة بثلاثة ابعاد من جهة اخرى . كما يمكن ايجاد التحليل الرياضي

بوجود الخسارة lossy case بثلاثة ابعاد ، وذلك من المنحنيات المحسوبة والتي يمكن ايجادها في البحوث المنشورة من قبل الباحث Mckenna وشركائه [22 و 23] . وقد لوحظ من هذه المنحنيات ، بانه عندما تكون قيم مقدار الامتصاص αR صغيرة ، ولنقل $\alpha R < 0.5$ ، فأن ظاهرة التركيز البؤري تكون متغلبة . واما عند القيم العالية من αR. فأن الكثافة الاشعاعية تكون اكبر عند السطح الخارجي perifery ، وذلك لانه يتم امتصاص معظم الاشعة قبل وصولها الى المركز .



شكل 4.20 اشعة الضخ في اسطوانة ياقوتية غير ماصة . ومقارنة بين توزيعات الكثافة محسوبة من نماذج ببعدين وبثلاثة ابعاد .

ان المنحنيات المبينة في الاشكال 4.19 و 4.20 وكذلك تلك المنحنيات الموجودة في البحوث المنشورة والمقتبسة منها ، لاتعطي صورة متكاملة عن المعدل الزمني لحدوث الاثارة في المقطع العرضي للقضيب الياقوتي . فهذه المنحنيات تمثل فقط الكثافات الاشعاعية المستحدثة داخل الياقوت بواسطة اشعة احادية الطول الموجي وذات طول موجي ملائم ، بحيث يكون توزيعها على السطح الخارجي للياقوت مقارباً للنموذج الرياضي المعتمد في الحسابات الانفة الذكر . وفعلياً ، تثار

الليزر الياقوتية بواسطة الخارج الكلي لمصباح الزينون ، وبناء على ذلك ، يكون معامل الامتصاص α للاشعة متغيراً على مدى واسع . ولهذا السبب فالتوزيع الصحيح لكثافة الطاقة الكلية داخل الياقوت يجب ان يتم حسابه باستخدام التوزيع الطيفي $f(\nu)$ لمصباح الزينون والتغيير الطيفي لمعامل الامتصاص $\alpha(\nu)$. ولقيمة معلومة من ν ، يجب ايجاد $\alpha(\nu)$ اولاً باستخدام الطيف الامتصاصي للياقوت . وبعد ذلك يتم حساب التوزيع الضوئي ذات التردد ν في الياقوت للقيمة المقترحة من αR باستخدام التحليلات المؤدية الى المنحنيات التي اشرنا اليها سابقاً . وهذا التوزيع هو $u(\nu, \rho)$. ويمكن ايجاد الكثافة الكلية للطاقة من التكامل

$$U(\rho) = \int f(\nu)\, u(\nu, \rho)\, d\nu. \tag{3.16}$$

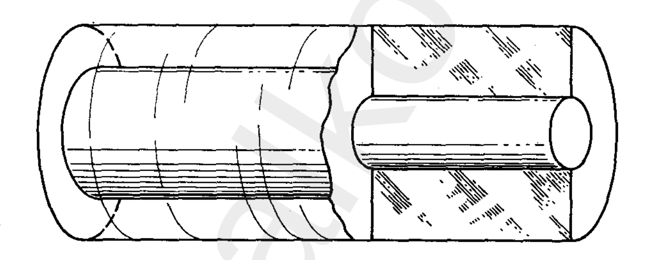
وان كثافة الطاقة المحسوبة هي ليست المعدل الزمني الذي تثار به ايونات الكروميوم من حالة الهمود . واذا انجز التشعيع عن طريق ضوء احادي الطول الموجي وذات تردد ν ، فسوف يكون المعدل الزمني للاثارة متناسباً مع المقدار $\alpha(\nu)\, u(\nu, \rho)$. وبناء عليه ، سيكون معدل الاثارة الزمني لمصباح حقيقي متناسباً مع

$$N(\rho) = \int \alpha(\nu)\, f(\nu)\, u(\nu, \rho)\, d\nu. \tag{3.17}$$

ولقد تم حساب العديد من المنحنيات لهكذا معدلات اثارة زمنية [23] مستخدمين قيماً مختلفة للمقادير ذات الصلة بالموضوع ، كما تم تحقيق التوقعات العامة من هذه الحسابات عملياً وذلك بمشاهدة ودراسة التوزيع التفلوري على مدى المقطع العرضي للقضيب الياقوتي [24] .

وان الاستنتاجات التفصيلية المفرزة من هذه الحسابات المسهبة ، لاتعتبر وثيقة الصلة كثيراً بأثارة اسطوانة ياقوتية كبيرة الى حد الفعالية الليزرية . ولكيما نحصل على الشعبية المعكوسة الضرورية في الياقوت ، يجب ازاحة أكثر من نصف ايونات الكروميوم من حالة الهمود . وعندما ينجز هذا ، تبيّض bleached البلورة الياقوتية ؛ وهذا يعني ، ان معامل امتصاصها يقل بالنسبة لشعبية حالة الهمود . فلذلك ، وفي عملية الاثارة الشديدة للياقوت ، تصبح تلك الاجزاء من البلورة والتي سبق واثيرت الى درجة عالية ، اقل امتصاصاً ، كما يعمل الانخفاض المكاني للامتصاص على اعادة توزيع الكثافة الاشعاعية على مدى المقطع العرضي . واما التأثير الكلي لهذا التبيض فيظهر في الحصول على اثارة أكثر تجانساً مما نتوقع ان نحصل بطريقة اخرى .

ولو افترضنا بأنه مايزال الاستنتاج العام ، والذي يأتي حتى من ابسط النماذج ، ساري المفعول : نقول بأنه سوف يكون تركيز اشعة الضخ في منطقة السطح الخارجي للياقوت اقل من المنطقة المركزية ، واذن ، في قضيب صلد من الياقوت ، ستصل التذبذبات حد العتبة في المنطقة المركزية قبل ان تتمكن من الوصول قرب السطح الخارجي . وهذا يعني ، ان الضوء الممتص قرب السطح الخارجي ربما نخسره كلياً لان في هذه المنطقة لايمكن الوصول الى حد العتبة مالم يتم قبل ذلك تفريغ الجزء المركزي . وعلى تمييز هذا النقص في التماثل Lack of homogeneity في توزيع اشعة الضخ . ابتكر Delvin وشركاؤه [21] قضيب ليزري مركّب كالذي يظهر في الشكل 4.21 . حيث يبني القضيب من الياقوت الازرق النقي (Al_2O_3) ، ثم تضاف الى منطقته المركزية ايونات الكروميوم ، بحيث يصبح معامل الانكسار n متجانساً خلال القضيب باجمعه . وتكون انصاف اقطار كل من اللب core والقضيب الكلي متناسبة كالنسبة 1 الى n (1:n) . ويمكن تصنيع القضيب المركب ، اولا بتحضير لب القضيب من بلورة ياقوتية مفردة وبعد ذلك تستخدم كبذرة يتم عليها ترسيب الياقوت الازرق . ومع هذا النوع من القضيب المركب ، تكون الشدة الضوئية عند لب الياقوت اكبر مما لوكانت من دون الغلاف الياقوتي الازرق .



شكل 4.21 ليزر مركّبة حيث يحوي مقطع اللب مادة فعالة.واما القشرة الخارجية فهي عبارة عن ياقوت ازرق نقي .

وان البناء الخاص للقضيب المرّكب يسهل ايضاً عملية تخليص الليزر من الحرارة . لان الياقوت الازرق يعتبر موّصل جيد للحرارة وخصوصاً عند الدرجات الحرارية المنخفضة . وبالطبع ، يقع الحاجز الرديء لسريان الحرارة عند سطح البلورة ، ولكن المساحة السطحية للقضيب المرّكب اوسع بكثير من المساحة السطحية للب مما يسهل عملية تخليص البلورة الليزرية من الحرارة المتولدة .

ولقد تم اثارة قضبان مركبة ذات قطر داخلي 2mm وقطر خارجي 5mm وبطول 2.5 cm ، للفعالية الليزرية تحت الدرجة الحرارية 100 K بطاقات دخول input energies تمتد من 460 الى 490 J ، بينما نرى بان القضبان الاعتيادية من الياقوت ruby والتي حجمها بحجم اللب فقط ، تحتاج الى 750 J او أكثر لأثارتها عندما لاتكون مجهزة بغلاف خارجي . وطبعاً هذه المعلومات تعود الى حالة خاصة وهي الاثارة المستحدثة بمصابيح وميضية حلزونية . واما في حالة استخدام مصباح مستقيم وقضيب ياقوتي موضوعين في بؤرتي اسطوانة اهليليجية ، فقد تم الوصول الى الفعالية الليزرية بطاقات دخول تقدر بحوالي 44J لكل ومضة عند الدرجة الحرارية 77 K . ولكيما نحصل على مقياس حقيقي لكفاءة ليزر بقضيب مركّب ، علينا ان نأخذ بنظر الاعتبار تأثير الغلاف الخارجي على الشكل الهندسي الكلي ، وعلى ان نشمل بذلك كل مايتعلق بالمصدر المهيج . وعلى افتراض ان اللب الفعال لليزر لم يتغير ، فأن ادخال فكرة التغليف sheathing ، يلزم نصف القطر الداخلي للانبوب الوميضي الحلزوني بأن يكون كبيراً . وبالتبادل ، اذا استخدم توزيع اهليليجي ، فان القضيب المغلف سيحتل حيزاً أكبر يحيط بالخط البؤري للاسطوانة الاهليليجية ، وبهذا سيؤثر على كفاءة منظومة العاكس الاهليليجي .

4.4 مميزات خارج الليزر الياقوتية

Ruby laser output characteristics

مشاهدات عامة :

ان الومضة المضيئة من الضوء والظاهرة على الشاشة لفترة زمنية تقارب الواحد ملي ثانية ، هي نتاج عدة عمليات معقدة تتواجد في آن واحد . ولذلك . علينا ان لانندهش عندما نحلل عن قرب خارج ليزر ياقوتية ، فنتبين بأنه تركيب معقد ومتغير بصورة واسعة ويعتمد على كثير من المقادير ، بعض منها لم يسبق بعد السيطرة عليها .

وان اعظم مشاهدة مثيرة تتعلق بالتركيب المعقد لهذه الحالة قد تم الحصول عليها عن طريق تسجيل recording شدة خارج الليزر الياقوتية كما تظهر على شاشة مرسمة التذبذبات . وقد رأينا في الاشكال 2.4 و 2.5 ، نماذج من الانماط patterns الناتجة على شاشة مرسمة التذبذبات ، كما لايمكن لهذه الانماط ان تعيد ذاتها بالتمام مرة ثانية . وان تعقيدات هذه الانماط وعدم امكانية اعادة توليدها كانت مصدراً لفشل الباحثين الاوائل الذين كانوا يرغبون بالحصول على نبضة بقمة

قصوى مفردة ولطيفة ، او خارج ثابت ، او على الاقل نبضات جيبية متسلسلة يمكن استخدامها لعمل بعض القياسات . وسوف نتعمد تأخير شرح توليد نبضات مفردة او متكررة بواسطة مايسمى بتقنية Q-switching الى الفصل السادس ، بينما سنركز اهتمامنا هنا في خواص الاشعة المبتعثة من الليزرات الياقوتية والمتولدة بالتقنية الموصوفة سابقاً .

يحدَّد التوزيع ، بدلالة الحيز والزمن ، للاشعة المبتعثة من الليزر بواسطة توزيع المجال الكهرومغناطيسي في داخل الليزر ، واعني بهذا ، عن طريق اثارة الصيغ المختلفة من التذبذبات وبربط هذه التذبذبات الليزرية بالخارج الليزري . فلو أثيرت واحدة من الصيغ الموصوفة في الفصل الثالث ، فسوف لايتكون نمط الشدة الذي شوهد سابقاً . لان في الحقيقة تثار عدة صيغ تكون متنافسة فيما بينها مما يؤدي الى ازاحة الاثارة بصورة سريعة بين الصيغ المختلفة .

وهناك مشاهدة مضطربة اخرى قد تم اجراؤها من قبل الباحثين الاوائل . وهي ان الاسطوانة الياقوتية المتماثلة تماماً وذات السطوح المنتهية المتجانسة والمتوازية ، لاتبعث اشعة احادية الطول الموجي بصورة متجانسة ، ولا حتى بصورة قريبة من التجانس ، على مدى سطوحها المنتهية ، حيث تظهر بقع صغيرة مضيئة جداً على الاوجه المنتهية ، يتغير حجمها مع درجة اثارة الياقوت . كما وتبدأ اصلاً الاشعة احادية الطول الموجي من هذه البقع المضيئة . وعندما يتواجد بقعة واحدة فقط من هذه البقع spots ، فأن الامتداد الزاوي للنمط المجالي البعيد far-field pattern سيكون مناظراً لذلك العاكس الذي يكون حجمه ملائماً لحجم البقعة ، وليس السطح الكلي النهائي للياقوت . واستناداً الى نظرية مرنانات فابري - بيروت المستوية ، لايمكننا التوقع بتكوين البقعة مالم يتم حصر الاثارة الى مسخن مركزي للياقوت ، واعتيادياً هذه هي ليست الحالة . واما اذا تواجد العديد من البقع ، فأن الوضع يكون اكثر تعقيداً .

وان دراسة الخارج الليزري تستوجب سعيا حثيثاً لفهم هذه المميزات غير المنتظمة جداً للجهاز الليزري والتي لاتنسجم مع فرضيات التماثل والتشغيل المستقر . وطبيعياً ، يتم اجراء التحليلات بدلالة المتغيرات كالاستقطاب والتوزيع الطيفي للطاقة والتلاحم وتوزيع شدة الاشعة . وبالطبع ترتبط هذه المتغيرات مع هندسة النظام التوزيعي ومع التغيرات في اشعة الاثارة ومع درجة الحرارة . والسبب في ذلك هو كون هذه المقادير ليست مقادير ساكنة ؛ حيث ان بعضاً منها يتغير تغييراً

ملحوظاً اثناء حدوث الانبعاث الليزري . ولهذا السبب ، يجب دراستها بتقنية معينة تسمح لنا باجراء قياسات على مدى فترات زمنية قصيرة جداً .

الاستقطاب :

يعتمد استقطاب الخارج الليزري على توجيه المحور البصري للبلورة الياقوتية بالنسبة لمحور الاسطوانة . واستناداً الى القياسات التي اجريت من قبل Nelson & Collins [25] ، يكون الخارج الليزري غير مستقطب بالتام عندما تكون هذه المحاور متوازية . واما القضبان الياقوتية ذات المحاور البصرية المتجهة بزاوية 60 او 90° مع محور الاسطوانة ، فتعطي خارج ليزري ذات استقطاب خطي 100% مع المتجه الكهربائي العمودي على المستو الحاوي للمحور البصري .

المميزات الطيفية :

يتم تحديد المميزات الطيفية الاجمالية لليزر الياقوتية بواسطة القيمة القصوى لابتعاث التفلوري للياقوت . فعند درجة حرارة الغرفة ، تكون القيمة القصوى المقاسة للخط الطيفي R_1 في الهواء هي 6943 Å . ويوضح المقطع 4.2 ، الاعتماد الحراري لهذا الطول الموجي . اما الابتعاث الليزري فيحدث عند القيمة القصوى للخط التفلوري الياقوتي وباتساع خطي طيفي اجمالي يعتمد على درجة الاثارة . كما ويتكرر حدوث هذا الاتساع الخطي الاجمالي مابين القيم 0.1 و 1.0 Å . وهو لايمتلك اهمية فيزياوية حقيقية لانه يعتبر فقط كدليل لاتساع المنطقة الطيفية والتي تشتمل ضمنياً على العديد من التذبذبات المتميزة ، كل منها بترددها الخاص . وتمتلك هذه الصيغ الفردية من التذبذبات اتساع خطي اكثر ضيقاً ، ماعدا انها تزاح حول نفسها في التردد اثناء النبضة المفردة وذلك كنتيجة للتغيير في درجة حرارة الياقوت . وحيث ان زيادة $10^{\circ}C$ في درجة الحرارة - يمكن ان تحدث بسهولة - تؤدي الى زيادة الطول الموجي التفلوري بمقدار 0.7 Å تقريباً ، فأن زيادة درجة حرارة الياقوت اثناء ابتعاث النبضة يمكن ان يؤدي الى ازاحة الطول الموجي بجزء مهم من الانكشتروم الواحد .

وفي التشغيل الليزري عادة ، يتهيج العديد من الصيغ التذبذبية في آن واحد ، ولذلك تحوي النبضة الليزرية سلسلة ضخمة من الترددات المختلفة ، حتى عندما يتم

قياسها على مدى فترة زمنية قصيرة جداً بحيث يمكن اهمال التغيير في التردد كنتيجة للتوافق الحراري thermal tuning . وبصورة عامة ، تكون هذه الترددات متقاربة مع بعضها البعض من وجهة نظر تقنية المطيافية الاعتيادية . ويمكن الكشف عن وجودها بخلط الترددات في كاشف لاخطي nonlinear detector .

ولقد بينا في الفصل الثالث ، بأن الفرق بالتردد بين الصيغ المحورية المتجاورة لمقياس تداخل مستو هو $\Delta\nu = c/2\eta L$ ، حيث تمثل η معامل الانكسار وتمثل L المسافه الفاصلة بين العاكسات . وحيث ان معامل انكسار الياقوت للضوء الاحمر هو 1.76 ، فبالنسبة لقضيب ياقوتي طوله 5cm ، ستكون الصيغ المحورية متباعدة عن بعضها البعض بمقدار 1700 MHz . وقد اكتشفت ترددات تضاربية beat frequencies بين هذه الصيغ من قبل Mc Murtry [26] ومن قبل Stickley [27] عندما أثيرت ليزرات ياقوتية في درجة حرارة الغرفة . ولكن عندما تم خفض درجة الحرارة للياقوت الى درجة حرارة النتروجين السائل ، اختفت هذه الضربات ، مما يؤشر الى ضيق الاتساع الخطي التفلوري للياقوت الذي يسمح فقط باثارة صيغة واحدة من هذه الصيغ المحورية .

كما تم الكشف ايضاً عن اثارة صيغ غير محورية ، واعني بذلك ، صيغاً مستعرضة في الطيف الترددي لليزر الياقوتية . كما ان الترددات التضاربية للصيغ التي تختلف بوحدة واحدة في واحدة من اساسيات الصيغ المستعرضة تكون تقريباً مرتبتين من المراتب العشرية اقل من الفرق الترددي بين اثنتين من الصيغ المحورية المتعاقبة . وقد قام الباحث Stickley [27] بكشف وتعريف مثل هذه الترددات التضاربية في المدى من 20 الى 70 MHz .

وقد تم كذلك دراسة التغيير الزمني للتوزيع الطيفي لخارج ليزر الياقوت مستخدمين في ذلك مقياس تداخل فابري - بيروت وكاميرا محززة streak camera . كما اظهرت هذه الدراسات بالتفصيل كل مايتعلق بالتركيب الصيغي والتغيير في اثارة هذه الصيغ اثناء انبعاث النبضة الليزرية [2] .

وخلاصة القول ، ان المحتوى الطيفي لخارج الليزر الياقوتية مقاساً على مدى فترة زمنية قصيرة ، ولنقل 1 μ sec ، يشابه المشط في تركيبه ، حيث تمثل اسنان هذا المشط ، ترددات مختلف الصيغ المتهيجة . وهذا المشط بدوره ينزاح مع الزمن حول مركزه ، وهذا التغيير الزمني للازاحة ناتج عن سببين رئيسيين : اولهما ازاحة التردد المركزي مع ارتفاع درجة حرارة الياقوت ، وثانياً ، ازاحة رنينيات

resonances مقياس التداخل كلما تمددت المسافة الفاصلة بين المرايا . وتقع كل هذه التغيرات ضمن اتساع يتراوح مداه مابين 0.1 و $1.0\ A^{\circ}$ من الخارج الليزري في مقياس المطيافية الاعتيادية .

التركيب الصيغي :

وصفنا في الفصل الثالث ، صيغا لتذبذبات كهرومغناطيسية ، مميزة لتراكيب مثالية تشبه التراكيب الليزرية . حيث تتميز هذه الصيغ بترددات معينة وانماط توزيعية خاصة بمجال كل منها ومعامل نوعية Q لكل منها . وفي التراكيب المثالية الموصوفة آنفاً ، يمكن لكل واحدة من هذه الصيغ التذبذبية ان تتهيج من ذاتها . وقد شوهد فقط تلك الصيغ المراد اعتبارها والتي تقع تردداتها المميزة ضمن المدى التكبيري للمادة الليزرية والتي تحقق شرط العتبة . بينما لايمكن ان تبنى الاشعة بصيغ اخرى .

وعلى الرغم من ان التذبذبات بمختلف صيغها يمكن ان تتواجد في آن واحد ومن دون ان تؤثر الواحدة على الاخرى ، الا ان هذه التذبذبات الليزرية تستمد طاقتها من المصدر نفسه ومن الذرات المتهيجة نفسها للمادة الفعالة . وبناء عليه ، تتنافس هذه الصيغ فيما بينها . علاوة على ذلك ، وكما رأينا ، تعتبر عملية الابتعاث المستحث عملية لاخطية . حيث ان المعدل الزمني لنمو شدة الاشعة تتناسب مع الشدة الموجودة ، وهذا يعني ، بدلالة النظرية الكمية ، ان عدد الفوتونات المستحدثة في صيغة ما ، يتناسب طردياً مع عدد الفوتونات الموجودة اصلاً في تلك الصيغة (زائداً واحد) .

وان تعقيد المشكلة التذبذبية في الليزر ناتج وبصورة واسعة من هذا التنافس بين الصيغ التذبذبية المختلفة للمصدر المحدود من الذرات المتهيجة والتي يمكن لطاقة تهييجها ان تتحول الى طاقة اشعاعية . ويمكن ان نعتبر الصيغ التذبذبية المختلفة كدوائر كهربائية رنانة resonant circuits تتغير قوتها التحريكية مع التردد ، لان المعدل الزمني للابتعاث المستحث يكون اكبر مايكون قرب مركز الخط الذري . ولكن المعدل الزمني الذي يتم به بناء الطاقة في هذه الصيغ يتغير ليس فقط بسبب هذا الاعتماد على القوة التحريكية (التي يمكن تحديدها بعلاقة التردد المميز مع مركز الخط الذري) ، ولكن ايضاً بسبب تغيير المعدل الزمني لتبديد الطاقة $(1/Q)$ بين صيغة وصيغة اخرى . ويذهب الجزء الاكبر من الطاقة الى عدد قليل من الصيغ ، واعني تلك الصيغ التي تمتلك اكبر المعاملات النوعية Q

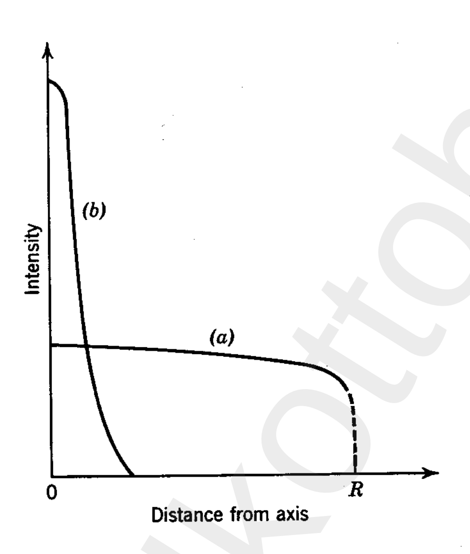
والتي تكون تردداتها بقرب القيمة القصوى للرنين الذري atomic resonance . وتميل الصيغ ذات الطاقة الاعلى الى ان تنمو بسرعة ، ويزداد المعدل الزمني للنمو بزيادة Q . وبسبب هذا التنافس على الكمية المحدودة من الطاقة المتوفرة ، تصبح الصيغ الغنية بالطاقة اكثر غنىً ، والصيغ الضعيفة اكثر ضعفاً ، وتستمر هذه الحالة حتى تتركز كل الطاقة تقريباً "في حوزة الصيغ الممتازة" .

واستناداً الى الوصف اعلاه ، يمكن ان نتوقع بأن الليزر الياقوتية ستميل بصورة طبيعية لكيما تتذبذب بصيغة مفردة ، او في عدد جداً قليل من الصيغ ، وان هذه الصيغ هي ابسط انواع الصيغ المحورية التي تظهر تناظراً كاملاً حول المحور الليزري . ولكن عملياً ، هذه هي ليست الحالة ، لأن تحقيق تذبذبات فردية يحدث فقط تحت ظروف نادرة ومثالية . ولان الوضع في الليزر الياقوتية ليس بهذه البساطة ولا بهذا التناظر كما هو في النموذج الرياضي .

ولقد أشرنا سابقاً الى تكوين البقع المضيئة على السطوح المنتهية للقضيب الليزري ، وذكرنا بأن الدلالة على الاشعة المتلاحمة ، تنشأ اولاً من هذه البقع المضيئة وليس من السطح الكلي المنتهي للياقوت . وبفرضنا لأثارة متجانسة ، سنتوقع بأن الاشعة عند نهايتي اسطوانة ياقوتية مستوية ومتوازية النهايات تتبع المنحني a في الشكل 4.22 ، اي ان الاشعة تنخفض الى الصفر قرب الحافات بينما تبقى متجانسة تقريباً في المناطق الاخرى . ولكن مايشاهد عملياً هو التوزيع المتمثل بالمنحني b وتحت اقصى الظروف التناظرية . ومثل هذا الحجز للابتعاث المستحث في منطقة مركزية ضيقة لاينسجم مع نموذج مقياس التداخل المستوي لفابري - پيروت . واضافة لذلك ، يظهر من نظرية مقاييس التداخل لفاپري - پيروت ذات المرآيا المنحنية وعندما يكون تكورها بطريقة تؤدي الى الحصول على تركيب مستقر (انظر المقطع 3.8) ، ان الحجز المجالي بالطريقة الملحوظة سابقاً يدل على وجود تغيير في معامل الانكسار ضمن الياقوت ، حيث يجعل التركيب المستو مكافىء من الناحية البصرية لتركيب بمرايا مقعرة من الداخل [28] .

وعموماً ، لاتظهر بقعة مضيئة واحدة فقط بل مجموعة واسعة من البقع المضيئة ، مما يدل على وجود العديد من الصيغ التذبذبية . واما اصغر عدد من البقع فيظهر عندما تصل الاثارة الى حد العتبة . ويزداد عدد وحجم هذه البقع بزيادة درجة الاثارة عن حد العتبة ، مما يدل على زيادة عدد الصيغ المشاركة في الفعالية الليزرية . كما ويمكن التأكد من زيادة عدد الصيغ بملاحظة الترددات التضاربية بين هذه الصيغ .

ونادراً ماتكون الانماط البقعية spot patterns متناظرة تماماً . وقد لاحظ كل من Evtuhov و Neeland [29] بأنه كلما دار القضيب الياقوتي المتهيج ضمن منظومة اهليليجية ، تغيرت الانماط البقعية مع هذا الدوران . وهذه الحقيقة مفهومة ، كون طاقة الضخ لاتسقط بصورة متناظرة على الياقوت في مثل هذه المنظومة . فدوران الاسطوانة يؤدي الى تغيير توزيع الضخ السمتي azimuthal pump distribution . كما لوحظ ايضاً تغيرات مشابهة في نمط البقع ، عندما توضع شرائط حاجبة طولياً بجانب القضيب الياقوتي .



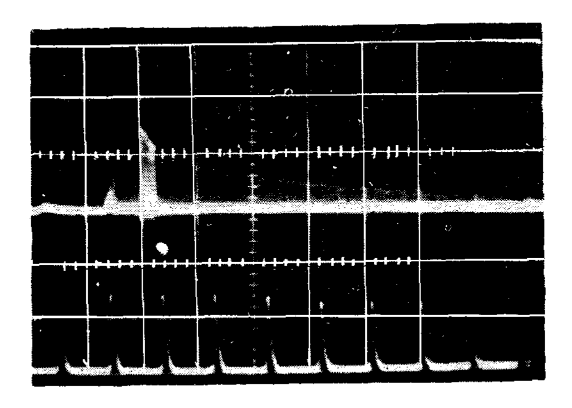
شكل 4.22 التوزيع الشعاعي للضوء (نمط مجالي قريب) المبتعث من ليزر ياقوتية تشتغل بصيغة محورية متناظرة : (a) التوزيع المتوقع من نظرية المرنانة المستوية لفابري ـ بيروت . (b) التوزيع المشاهد فعلياً في ليزر ياقوتية نموذجية ذات نهايات مستوية .

ويمكن الحصول على انماط بقعية بسيطة ، فقط عندما تكون الاثارة قرب حد العتبة ، مع اخذ الحيطة في شطب كل الصيغ غير المتناظرة وغير المطلوبة . واما عند المستويات العالية من الاثارة ، فان النمط البقعي يتغير بصورة سريعة خلال انبعاث النبضة الليزرية . وكما ذكرنا سابقاً ، تتكون النبضة الليزرية التي أمدها بحدود 1 msec ، من عدة انفجارات bursts أمد كل منها حوالي 1 μ sec . وقد أظهرت الصور الفوتوغرافية عالية السرعة والمستخدمة لتصوير الليزر ، بأن النمط البقعي يتغير من انفجار الى آخر ، مما يدل على وجود تغيير سريع في توزيع الطاقة بين مختلف انواع الصيغ الليزرية . ويدعى هذا التغيير بالتطويق الصيغي

mode hopping . ويوجد عادة في جميع الليزرات الياقوتية عندما لايؤخذ اية حيطة خاصة لتجنبه .

واما السبب الاولي لحدوث التطويق الصيغي فهو استنفاد الشعبية المعكوسة في تلك المناطق التي تكون فيها الشدة الكهربائية عالية ، بينما لاتستنفد الشعبية المعكوسة بصورة معتبرة في المنطقة المجاورة للسطوح العقدية nodal surfaces ، حيث يكون المجال الكهربائي مساوياً صفراً . ومن المعلوم ، ان السطوح العقدية للصيغ لاتتطابق فيما بينها . ولذلك ، وبعد ان يستنفد الابتعاث المستحث في احدى الصيغ ، الشعبية المعكوسة في مساحات معينة ، تصبح الظروف اكثر ملائمة لنشوء صيغة اخرى بدل الصيغة الاولى . كما ويمكن ان يحدث الزحف الى صيغة جديدة مع تردد مختلف ، من دون اي تغيير في النمط الصيغي المستعرض . وبالحقيقة ، ان اغلب التقلبات المشتركة والملحوظة هي تلك التي تنتج بين الصيغ التناظرية المحورية بدلائل محورية مختلفة . كما ويعلل الزحف في الاثارة من صيغة الى اخرى ، الحقيقة الملحوظة حول التقلب السريع جداً في القدرة الخارجة output power .

وقد أجريت محاولات عديدة لبناء نظرية رياضية تتوقع وجود النبضان الليزري laser pulsation ومختلف المقادير المتعلقة به . وكانت الاسس المشتركة لكل هذه النظريات هي عبارة عن زوج من المعادلات التفاضلية اللاخطية تربط التغيير في الشعبية المعكوسة مع كثافة الفوتونات . وتختلف هذه المحاولات بطريقة تعاملهم مع المتغيرات الفيزياوية العديدة والتي تؤثر على توزيع المجال الاشعاعي في داخل البلورة . كما ان النظريات الرياضية تتوقع وبثبات الحصول على تذبذبات منتظمة ودورية او تذبذبات مضمحلة ، بينما تظهر التجارب العملية عادة ، وجود نبضان غير منتظم بصورة واضحة ، وتتم ايضاً توقعات هذه النظريات على اعتبار ان الوسط متماثلا ومتشابه المناحي بالاساس وبانه متهيج بصورة متجانسة ، ويفضل ان تكون اثارته ليس بعيداً فوق حد العتبة . واما التذبذبات المتراخية relaxation oscillations المتوقعة فتكون حساسة جداً للتغيرات الصغيرة في المقادير الفيزياوية ، كما ويحتمل تكون النتوءات غير المنتظمة بسبب الافعال العشوائية المتبادلة لمتغيرات عديدة لم يجري السيطرة عليها كلياً . اما في حالة استخدام بلورات متماثلة جداً وتحت ظروف عملية مسيطر عليها باعتناء ، فانه بالامكان مشاهدة نبضان منتظم (دوري) وحتى انه يمكن مشاهدة خارج ليزري مستقر . ويبين الشكل 4.23 . بعضاً من النبضان المنتظم ، تم الحصول عليها من ليزر ياقوتية طولها 6.35 cm وقطرها 1 cm ، تشتغل عند درجة حرارة الغرفة .



شكل 4.23 نبضان منتظم في خارج ليزر ياقوتية . المقياس الزمني : الاعلى ـ 200 μsec/cm ؛ الاسفل ـ 5 μ sec/cm . ومقياس القدرة هو 5 kW/cm . (مختبرات هيوز للبحوث) .

وقد وجد عملياً بأن مثل هذا التشغيل المستقر او المنتظم ، يكون ملائماً عندما تجبر الليزر على الاشتغال في عدد قليل من الترددات المختارة . وهذا يمكن انجازه بتحديد التذبذب لعدد قليل من الصيغ الخاصة والتي تكون ملائمة بالفتحات الداخلة aperatures في تصميم الليزر [2] ، او بدمج مرشح ترددي في داخل التجويف الليزري ، يعمل على استبعاد الاثارة عن جميع الصيغ الا القليل منهم [30] . ويمكن بناء مثل هذا المرشح filter باستخدام مرآة ثالثة تكون عاكسة جزئياً لتقوم بتكوين مقياس تداخل فابري ـ بيروت مع واحدة من المرآيا الاخرى .

ويجب ان نذكر بان النبضان المنتظم لايضمن تشغيل ليزري بصيغة مفردة . فمثل هذا النبضان قد تم الحصول عليه في تراكيب ليزرية عالية الانحلال degenerate ، يتوفر فيها عديد من الصيغ ذات الترددات المتشابهة [31] . كما تم الحصول عليه ايضاً في حالات أثبتت فيها قياسات الترددات التضاربية على وجود اكثر من تردد واحد في الخارج الليزري . وعلى الرغم من عدم امكانية وضع قائمة بالشروط اللازمة والملائمة لاحداث النبضان المنتظم ، الا انه يتبين من الدلائل العملية على ان مثل هذا النبضان يكون ملائماً في حالة تحديد المدى الترددي والمدى الصيغي وكذلك عند انقاص غير التماثليات inhomogeneities البديهية الى الدرجة الصغرى . كما يؤدي ايضاً خفض درجة حرارة الليزر الياقوتية من درجة حرارة الغرفة الى درجة حرارة النتروجين السائل ، الى ظهور النبضان المنتظم . وهذا التأثير ناتج عن تضييق التفلور عند درجات الحرارة المنخفضة الذي يرافقه انخفاض في عدد الصيغ الممكن اثارتها .

التلاحم والنمط الاشعاعي :

تعتبر ظاهرة التلاحم للضوء المبتعث من مساحات مختلفة من العاكس الجزئي وكذلك ظاهرة التوجيه الحاد sharp للحزمة الضوئية ، ظواهر مرتبطة مع بعضها البعض ؛ لان المميزات الاتجاهية للحزمة يمكن تحديدها باسلوب معروف ، واعني ، بواسطة توزيع الطور والسعة على مدى الفتحة المشعة . وبالحقيقة ، ان اعظم برهان جدير بالملاحظة على ظهور الاشعة المستحثة في الياقوت ، هو التغير الفجائي في التوزيع الاتجاهي للضوء المبتعث عندما تعبر الاثارة حد العتبة . ولقد شاهد الباحث Collins وآخرون [32] هذا التغير في الاتجاهية مع قضيب ياقوتي محضر باعتناء ، قطره 0.5 cm ونهاياته متوازية الى حد 1 دقيقة من الدرجة . وقد كانت الاشعة التفلورية في البدء غير موجهة حتى تم الوصول الى حد العتبة ؛ وعند هذا المستوى ، ظهرت الحزمة ، وقد كانت محتجزة في زاوية تتراوح مابين 0.3 الى 1 درجة مقاسة من محور النموذج sample . وعموماً ، تتغير درجة تسديد الحزمة بصورة كبيرة بين ليزر ياقوتية واخرى ، لان تسديد الحزمة الضوئية يعتمد على نوعية البلورة وعلى هندسة وانعكاسية وترتيب المرآيا ، بالاضافة الى اعتماده على درجة الاثارة . ويمكن الحصول بسهولة على حزمة تسديدها 10mrad ، كما يمكن احراز حزمة تسديدها 1mrad ، ولكن هذا يحتاج الى اعتناء عظيم . وهذه الاتساعات الحزمية beamwidths تبدو اكثر اتساعاً مما كنا نتوقع من نظرية الحيود ، وعلى فرض ان الاشعة تنبعث من فتحة دائرية قطرها d وانها تشع بنفس الطور وبسعة متجانسة . فأن النظرية تؤدي الى القيمة

$$\Theta_o = \frac{1.22\lambda}{d}$$

للمسافة الزاوية للصفر الاولي first zero من مركز النمط الحيودي . ولو كانت $d = 1\,cm$ و $\lambda = 6493 \times 10^{-8}\,cm$ فأن قيمة Θ_o هي 0.085 mrad . والتوضيح الصحيح في مشاهدة مثل هذه الاتساعات الحزمية العريضة يكمن في حقيقة كون ان المساحة السطحية الكلية ، كما فرضنا سابقاً ، لاتشارك باشعة ذات سعة وطور متجانس .

وقد اوضحنا سابقاً ، بأن البقع المضيئة المعزولة تظهر على سطح الياقوت ، وأن الاشعة المستحثة تنبعث بصورة رئيسية من هذه البقع . وهنا نقول بأن الانفراج divergence الذي تتميز به الحزم المنشعة من الليزرات ، يمتلك القيمة الصحيحة عندما يرتبط بحجوم هذه البقع وعندما يؤخذ بنظر الاعتبار امكانية البقع المختلفة في بعث أشعتها باطوار مختلفة .

وقد تم ايضاً دراسة تلاحم الخارج الليزري باستخدام تجارب التداخل مع بعث الاشعة من اجزاء مختلفة للسطح الياقوتي. وان الفحص المباشر للتلاحم باستخدام تجارب التداخل أكد بعض التوقعات. فمباشرة بعد اكتشاف الليزر الياقوتية، حصل الباحثون في مختبرات بيل تلفون على أنماط حيود من فتحة مستطيلة بعرض 50 وطول 150 μm، من على واحدة فقط من العاكسات. كما حصلوا على انماط تداخل من زوج من الشقوق المتوازية الطويلة، عرضها 7.5 μm، ومفصولة بمسافة 54 μm، وكانت ايضاً على واحدة من العاكسات فقط. وان فحص هذه الانماط كشف للعيان بأن مساحات العاكس التي تعاني الفعالية الليزرية في آن واحد، تمتلك على الاقل قطراً مساوياً لـ 0.005 cm. وان اضيق اتساع حزمي تم الحصول عليه من هذه الليزرات يدل على ان مساحة التلاحم تكون على الاقل "مرتبة عشرية واحدة" اكبر من هذا المقدار. اما تجارب الفريق الروسي [34] فقط اظهرت بأن التلاحم يمتد بالحقيقة على مدى السطح المنتهي الكلي للبلورة، على الرغم من اتساع الحزمة الذي يفترض منطقة تلاحم اكثر تحديداً. واما انفراج الحزمة فينتج من حقيقة كون الطور غير متجانس على مدى السطح البلوري.

القدرة الخارجة والكفاءة :

تعتبر القدرة القصوى المبتعثة من ليزر ما، من دون السيطرة على شدة النبضان، كمية غير محددة بعض الشيء، حيث ان القيم القصوى للشدة غير منتظمة. وتحت ظروف ملائمة، تم الحصول على قيم قصوى للقدرة تتراوح مابين 20 الى 30kW من ليزرات قطرها 1cm وطولها 4cm. واما معدل القدرة خلال ومضة أمدها واحد ملي ثانية او اثنين، فانها اقل من هذه القيم بصورة واضحة. واما الكمية الاكثر تعريفاً والاسهل قياساً فهي الطاقة الكلية المنشعة في ومضة واحدة. وهذه تعتمد على نوع الاثارة وعلى حجم البلورة الياقوتية؛ وتعتبر القيم المحصورة مابين 0.1 و 1.5J قيماً نموذجية بالنسبة لليزرات التي قطرها حوالي 1cm وطولها 4cm. ويمكننا ايضاً ان نقول بأن الطاقة الكلية المنشعة في ومضة واحدة تعتمد بصورة كبيرة على الاثارة وعلى نوعية الياقوت وعلى نوعية الترتيب للعاكسات. وتتوفر تجارياً ليزرات اضخم قادرة على تصريف المئات من الجولات Joules في ومضة مفردة، كما يمكن الحصول على المعلومات المسجلة عن الطاقة الخارجة لكل ومضة والتي تحل محل المعلومات السابقة كل شهر تقريبا.

وتعتبر الكفاءة الاجمالية للجهاز الليزري والتي يُعبر عنها بخارج الطاقة المتلاحم مقسومة على الطاقة الكهربائية الداخلة في المصباح الوميضي، بكونها دالة لعدة

متغيرات . ومن بين اهم المتغيرات ، المميزات الطيفية للمصباح الوميضي ، التي تعتمد بدورها على تركيب وضغط الغاز في المصباح . ويظهر ان مصباح الزينون تحت ضغط 150 torr ، يمتلك اكبر كفاءة . وقد جرت العادة على استخدام ومضة اثارة تتراوح طاقتها من 500 الى 1000J مع ليزرات ياقوتية اعتيادية ذات قطر 1cm وطول 4cm . ويقدر خارج هذه الليزرات تحت الظروف الملائمة بحوالي 1 الى 1.5J . واما الكفاءة الاجمالية في تحويل الطاقة فهي مابين 0.1 و 1 % .

ويمكن الحصول على قيم قصوى عالية جداً للقدرة الاشعاعية وذلك بايقاف النبضان غير المنتظم ومن ثم جعل الطاقة الكلية المخزونة لتنشع بانفجار واحد . حيث يؤدي هذا النوع من التقنية الى مايسمى "بالنبضة العملاق giant pulse" ، وهذه الظاهرة سنأتي الى توضيحها في الفصل السادس .

ويجب ان يبقى بالاذهان ، انه لكيما نحصل على الفعالية الليزرية ، وجب تجهيز وحدة الحجم من الياقوت بكمية معينة صغرى من الطاقة ، وهذه يجب ان يتم تجهيزها بمعدل زمني ادنى يكون كافياً للتغلب على الاضمحلال الآني spontaneous decay . واما الطاقة الممتصة في الياقوت فتمثل بالطبع جزءاً صغيراً فقط من الخارج الاشعاعي للمصباح الوميضي ، وذلك لان جزءاً مهماً من هذه الاشعة لاتصل الياقوت ، وفقط الاشعة الواقعة في المنطقة الامتصاصية الجيدة للياقوت تعمل فعلياً في تجهيز الاثارة .

ومن اكثر المشاكل الهندسية الجدية والمأخوذة بنظر الاعتبار عندما يتعلق الامر بتصميم الليزر ، تخص عملية تركيز الاشعة المتوفرة على البلورة الياقوتية والتخليص الكفوء من ذلك الجزء الفائض من الطاقة الداخلة والتي تتحول الى طاقة حرارية .

4.5 تشغيل الليزرات الياقوتية عند الترددات غير التقليدية
Ruby lasers operating at unconvensional frequencies

يكشف الرسم التخطيطي لمستويات طاقة الياقوت (الشكل 4.4) ، إثنين من المستويات ^2E المتقاربة من بعضها . وقد تعلق حديثنا فيما سبق فقط بالفعالية الليزرية الناتجة عن انتقال يحدث من المستوى السفلي لهذين المستويين والى حالة الهمود ، واعني الانتقال R_1 . وقد استعرضنا في حديثنا ، بأن الانتقال R_2 يمكن استخدامه لبناء ليزر تشتغل عند الطول الموجي λ=6929 Å وعند درجة حرارة

الغرفة . كما ان المستويين اللذين تبدأ منهما الانتقالات R_1 و R_2 ، ينفصلان عن بعضهما بفرق طاقة يناظر حوالي $29 cm^{-1}$. ويعتبر زمن الاسترخاء بين هذه المستويات المتجاورة قصيراً مقارنة مع مدى الاعمار وازمان الاسترخاء المتضمنة في الفعالية الليزرية . وستحدث الفعالية الليزرية تحت الظروف الاعتيادية فقط في الانتقال R_1 ، وذلك لان شرط العتبة لهذا الخط الطيفي يتحقق عند مستوى إثارة اقل مقارنة بالخط الطيفي R_2 . وحالما تبدأ الفعالية الليزرية في الخط الطيفي R_1 ، فأن المستوى الذي يبدأ منه الخط R_1 يصبح مستنزفاً ، وفي الوقت نفسه يتقدم انتقال الشعبية من المستوى المجاور الاخر وبمعدل زمني جداً سريع بحيث لايسمح بوصول الخط R_2 لشعبية العتبة . وكمياً يمكن تفسير هذه الحالة كما يلي : يعطى شرط العتبة بالعلاقة (1.1) من الفصل الثالث . والمعامل α يتناسب طردياً مع مستوى الاثارة ، الا انه اكبر بالنسبة للانتقال R_1 منه للانتقال R_2 بمعامل مقداره 1.4 . وهكذا ، وفي حالة ثبوت γ وزيادة المقادير α ، يصل اولاً الخط الطيفي R_1 الى حد العتبة . ويمكن الحصول على الفعالية الليزرية في الخط R_2 وذلك بتأخير بدأ التذبذبات في الخط R_1 وزيادة مقدار الخسارة γ صناعياً لذلك الخط . وقد تم انجاز هذه العملية باستخدام مرشحات تداخل عالية الانتقائية highly selective' كعاكسات [35] . وكذلك باستخدام مجموعة تتكون من مستقطب polarizer ومزدوج انكسار birefringent [36] تم تصميمها كمميِّز ضد الخط الطيفي R_1 .

ومازال هناك نوع اخر من الفعالية الليزرية شوهدت في الياقوت الاحمر . فهذه المادة تمتلك تركيز من ايونات الكروميوم يقدَّر بحوالي 0.5 % ، اي حوالي 10 مرات اكبر منه في الياقوت القرنفلي اللون . ومن المعروف بأن تركيب مستويات الطاقة للكروميوم في الياقوت الاحمر يختلف عن ما هو في الياقوت القرنفلي اللون ، والسبب في ذلك ، يعود الى وجود الافعال المتبادلة بين ايونات الكروميوم ذات الصفات المغناطيسية القوية . ومن المعروف ان التفلور في الياقوت الاحمر يمتلك قيمته القصوى عند الاطوال الموجية 7009 و 7041 Å ، ومعروف ايضاً ، أن هذه الخطوط ، والتي تنتهي فوق حالة الهمود ، يجب ان تُنسب الى الافعال المتبادلة بين ايونات الكروميوم .

وقد استعرض الباحثان Wieder & Sarles [37] من شركة Varian وكذلك الباحثان Schawlow & Delvin [38] ، عملياً وفي وقت واحد ، امكانية الحصول على الفعالية الليزرية عند الاطوال الموجية المذكورة اعلاه . وتدعى هذه الخطوط بخطوط القمر الصناعي N_1 (7041 Å) و N_2 (7009Å) . وبالتباين مع

الخطوط R_1 و R_2 ، يمكن للفعالية الليزرية ان تظهر آنياً في الخطوط N_1 و N_2 ، مما يدل على ان مستوياتهم الاولية لاترتبط بصورة قوية مع بعضها البعض كما هو الحال في الخطوط R_1 و R_2 .

وقد شوهدت الفعالية الليزرية في خطوط القمر الصناعي عند درجة حرارة النتروجين السائل . والتبريد هنا مرغوب فيه ، وذلك لأخلاء المستويات الحدية والتي هي على ارتفاع $35\ cm^{-1}$ تقريباً من حالة الهمود . وعلى الرغم من ان ليزر الياقوت الاحمر هي من نوع الاربعة مستويات ، الا ان قدرة الضخ اللازمة لتشغيلها ليست اقل مما تحتاجه ليزر الخط الطيفي R_1 .

4.6 الليزرات الياقوتية ذات التشغيل المستمر
Continuously operating ruby lasers

صممت الليزرات الياقوتية الأول بطريقة تقضي على المستخدم الانتظار عدة دقائق بين نبضة واخرى ، لكيما يُسمح بتبريد الليزر وملحقاتها . ومن الواضح ان مثل هذه الفترة الزمنية الطويلة من الانتظار ليست ضرورية في حالة تصميم الليزر بطريقة تسمح بازالة الحرارة الناشئة في المنظومة بسرعة وبكفاءة عالية .

والصعوبة تكون اكبر عند تصميم ليزر لتشتغل بالنظام المستمر او شبه المستمر . ونعني بشبه مستمر quasicontinuous أي ، تلك الليزر التي يمكن ان تنبض بصورة سريعة بحيث ان العين تشاهد حزمة مستمرة . وهذه بالتأكيد الحالة عندما يزيد المعدل الزمني لتكرار النبضة عن 20Hz . وتكمن الصعوبة في هندسة مصدر إثارة ململم (ملائم) وفي ايجاد الطريقة الكفوءة لازالة الكمية الضخمة من الحرارة الناشئة .

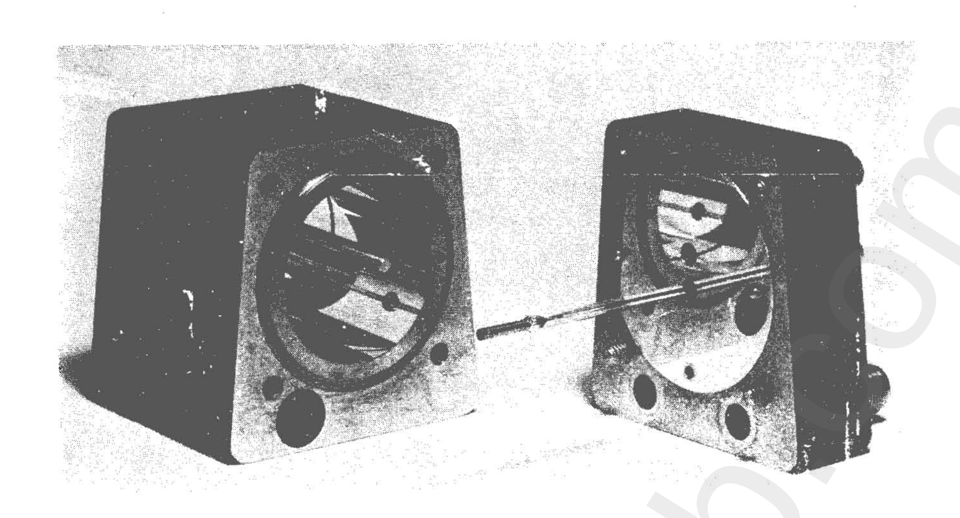
وقد رأينا في حساباتنا في المقطع 4.3 ، ان مايلزمنا لأثارة بلورة ياقوتية الى حد نقطة التكبير هو حوالي $3.8J/cm^3$ من الطاقة الممتصة في الياقوت ؛ وان مايلزمنا من الطاقة لحفظها عند هذا المستوى من الاثارة ، اي ماتحتاجه للتعويض ضد الاضمحلال الاضائي الآني ، فيقدَّر بحوالي $1270 w/cm^3$. وهذه الكمية من الطاقة (او القدرة) لاتشتمل على الطاقة المحوَّلة الى اشعة متلاحمة . وقد أشرنا ايضاً على ان الطاقة المبددة في مصباح الاثارة تكون اكبر بمرتبة عشرية او اكثر من الطاقة الممتصة من قبل الياقوت في نطاق امتصاصه الجيد . وبما ان المعدل الزمني

لازالة الحرارة يتحدد بمعامل التوصيل الحراري للياقوت ، لذلك يكون الحصول على تشغيل مستمر اسهل في حالة استخدام قضبان ياقوتية رقيقة وعند درجات حرارية تشغيلية واطئة .

وقد تم بناء اول ليزر ياقوتية مستمرة في مختبرات بيل تلفون خلال فترة سنة واحدة بعد اختراع الليزر . وكان العنصر الفعال لهذه الليزر المستمرة ، عبارة عن مجموعة بشكل بوق صغير جداً tiny trumpet من الياقوت الازرق والياقوت القرنفلي اللون ruby . وكان قطر المنطقة الفعالة هو حوالي 0.6mm وطولها حوالي 1cm . ولقد حفظت هذه المجموعة في قارورة ديوار dewar flask لكيما تشتغل عند درجة حرارة النتروجين السائل . وكانت هذه الليزر البوقية الشكل لنيلسن وبويل [39] ، نصراً للبراعة الهندسية ولكن من دون الشيء الكثير من الاهمية العلمية او العملية .

وفي عام 1964 ، أنشأ الباحثان Evtuhov & Neeland في مختبرات بحوث هيوز ، نموذج بسيط من ليزر ياقوتية تُبرَّد مائياً ، وقادرة على التشغيل المستمر في درجة حرارة الغرفة . حيث يدور ماء التبريد مباشرة خلال الاسطوانة الاهليليجية الحاوية على الياقوت في احد خطوطها البؤرية وقوس زئبقي في الخط البؤري الاخر . ويمثل الشكل 4.24 صورة فوتوغرافية لمثل هذا الليزر ، والتي تبين كيف يتم جمع التجويف الاهليليجي . واما الابعاد المستعملة فهي كالآتي : قطر الياقوت 2mm ، طول الياقوت (والتجويف) 25mm ، الاختلاف المركزي 0.4 والمحور الرئيسي هو 25mm . ومع استخدام عاكس ذات ارسالية 1% ، تم الوصول الى حد العتبة عندما تم تجهيز القوس الكهربائي بقدرة داخلة مقدارها 840W . كما تم الحصول على قدرة خارجة مستمرة مقدارها 70mW عندما أزيد مقدار القدرة الداخلة الى 2000w . وبعد فترة زمنية لاحقة ، تم الحصول على خارج مقداره 2.4W باستخدام ليزر ياقوتية طولها 75mm مثارة بقدرة كهربائية داخلة مقدارها 5080W [41] .

كما تم انشاء نوعين مختلفين من الليزرات الياقوتية مستمرة الموجة ، في آن واحد تقريباً في المختبرات المركزية لسيمنس في ميونيخ . فقد انشأ Gürs [42] نظام اسطواني اهليليجي يختلف عن الليزر المستمرة المصممة في مختبرات هيوز ، وذلك بحجز سائل التبريد في حافظات شفافة تحيط البلورة الياقوتية والقوس الزئبقي . اما Röss [43] ، فقد انشأ ليزر مستمرة الموجة مستخدماً نظام اهليليجي

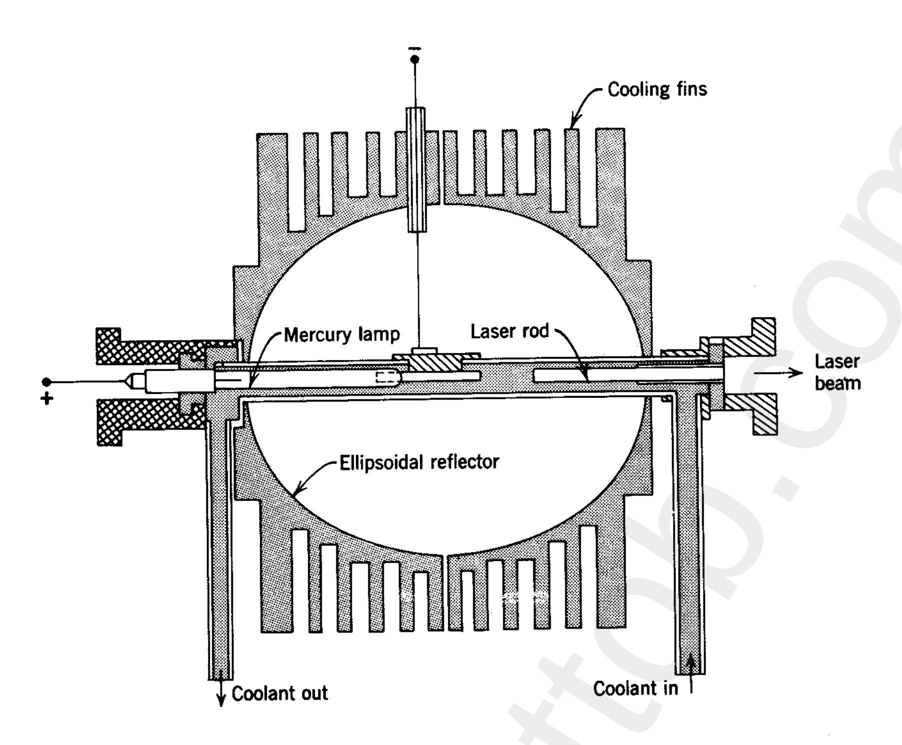


شكل 4.24 صورة فوتوغرافية لليزر ياقوتية مستمرة . حيث تم تثبيت القضيب الياقوتي في النصف الايسر ، وتم تثبيت القوس الزئبقي في النصف الايمن . بينما تنعكس الاشعة من على السطوح الاسطوانية الصقيلة . (صورة : مختبرات بحوث هيوز)

كما مبين تخطيطياً في الشكل 4.15 . ويظهر الشكل 4.25 رسماً للمقطع العرضي لهكذا ليزر . حيث يتبين من الرسم بأن هناك حافظة زجاجية تحيط بالبلورة الياقوتية والقوس الزئبقي . ويدور سائل التبريد في هذه الحافظة . اما المرآة الاهليليجية فقد تم قطعها من قالب ذات زعانف تبريد ، لكيما تضمن السرعة في تبريد الحرارة المتولدة . واما ابعاد البلورة الياقوتية والقوس الزئبقي فتشابه تلك المستخدمة من قبل Evtuhov & Neeland . وقد تم تسجيل كفاءة تحويل اعلى بعض الشيء لهذا النظام مقارنة بالنظام الاسطواني الاهليليجي [19, 43] .

واريد ان اذكر الآن ، بأن الليزر الياقوتية مستمرة الموجه لاتجهز بخارج ليزري ثابت الشدة ؛ فخارجها الليزري معرَّض بصورة اساسيه الى التذبذبات المتراخية نفسها عالية التردد (نبضان) والتي تمت مشاهدتها في ليزرات الياقوت النابضة .

وفي اغلب التطبيقات ، لايتم تشغيل الليزرات المستمرة والموصوفة هنا ، بنظام الموجة المستمره . بل يُجرى لها تحوير بطريقة ما تجعلها تنبض بمعدل تكرار 10 الى 100Hz ، وهذا يتم بتضمين modulating الطاقة الكهربائيه الداخلة للقوس الزئبقي ، او بتحوير الخارج الليزري لهذه الليزرات لينبض بصورة دورية بواحدة من الطرق التقنية ، كتقنية Q-switching الموضحة في الفصل السادس .



شكل 4.25 نظام ليزري اهليليجي مع تبريد مائي (After Röss [43].)

References

المراجع

1. R. D. Olt, Synthetic maser ruby, *Appl. Opt.*, **1,** 25–30 (1962).
2. V. Evtuhov and J. K. Neeland, Pulsed ruby lasers, *Lasers,* A. K. Levine, Ed., Dekker, New York, 1966, pp. 1–136.
3. S. Sugano and Y. Tanabe, On the absorp spectra of complex ions II, *J. Phys. Soc. Japan,* **9,** 766–779 (1954).
4. T. H. Maiman, R. H. Hoskins, I. J. D'Haenens, C. K. Asawa, and V. Evtuhov, Stimulated optical emission in fluorescent solids II, *Phys. Rev.,* **123,** 1151–1157 (1961).
5. F. J. McClung, S. E. Schwarz, and F. J. Meyers, R_2-line optical maser action in ruby, *J. Appl. Phys.,* **33,** 3139–3140 (1962).
6. J. P. Wittke, Effects of elevated temperatures on the fluorescence and optical maser action of ruby, *J. Appl. Phys.,* **33,** 2333–2335 (1962).
7. A. L. Schawlow, Fine structure and properties of chromium fluorescence in aluminum and magnesium oxide, *Advances in Quantum Electronics,* J. R. Singer, Ed., Columbia University Press, New York, 50–62 (1961).
8. D. E. McCumber and M. D. Sturge, Linewidth and temperature shift of the R lines in ruby, *J. Appl. Phys.,* **34,** 1682–1684 (1963).
9. D. F. Nelson and M. D. Sturge, Relation between absorption and emission in the region of the R lines of ruby, *Phys. Rev.,* **137,** A 1117–1130 (1965).
10. G. Burns and M. I. Nathan, Quantum efficiency of ruby, *J. Appl. Phys.,* **34,** 703–705 (1963).
11. I. S. Marshak and L. I. Shchoukin, Physical and technical parameters of flash-tubes, *J. Soc. Motion Picture Television Engrs.,* **70,** 169–176 (1961).
12. A. Buck, R. Erickson, and F. Barnes, Design and operation of xenon flashtubes, *J. Appl. Phys.,* **34,** 2115–2116 (1963).
13. I. S. Marshak, Limiting parameters and generalized characteristics of xenon lamps, *Appl. Opt.,* **2,** 793–799 (1963).
14. J. L. Emmett, High-intensity flash tubes, *Quantum Electronics and Coherent Light,* P. M. Miles, Ed., Academic Press, New York, 1964, pp. 339–343.
15. M. Ciftan, C. F. Luck, C. G. Shafer, and H. Statz, A ruby laser with an elliptic configuration, *Proc. IRE,* **49,** 960–961 (1961).
16. S. B. Schuldt and R. L. Aagard, An analysis of radiation transfer by means of elliptical cylinder reflectors, *Appl. Opt.,* **2,** 509–513 (1963).
17. D. L. Fried and P. Eltgroth, Efficiency of multiple ellipses confocal laser pumping configuration, *Proc. IRE,* **50,** 2489 (1962).
18. D. Röss, Exfocal pumping of optical masers in elliptic mirrors, *Appl. Opt.,* **3,** 259–265 (1964).
19. D. Röss, *Lasers, Light Amplifiers and Oscillators,* Academic Press, New York, 1968.
20. A. Sommerfeld, *Optics,* Academic Press, New York, 1954 (Section I.4).
21. G. E. Devlin, J. McKenna, A. D. May, and A. L. Schawlow, Composite rod optical masers, *Appl. Opt.,* **1,** 11–15 (1962).
22. J. McKenna, The focusing of light by a dielectric rod, *Appl. Opt.,* **2,** 303–310 (1963).
23. C. H. Cooke, J. McKenna, and J. G. Skinner, Distribution of absorbed power in a side-pumped ruby rod, *Appl. Opt.,* **3,** 957–961 (1964).
24. J. G. Skinner, Pumping energy distribution in ruby rods, *Appl. Opt.,* **3,** 963–965 (1964).

25. D. F. Nelson and R. J. Collins, The polarization of the output from a ruby optical maser, *Advances in Quantum Electronics,* J. R. Singer, Ed., Columbia University Press, New York, 1961, pp. 79–82.
26. B. J. McMurtry, Investigation of ruby optical maser characteristics using microwave phototubes, *Appl. Opt.,* **2,** 767–786 (1963).
27. C. M. Stickley, A study of transverse modes of ruby lasers using beat-frequency detection and fast photography, *Appl. Opt.,* **3,** 967–979 (1964).
28. V. Evtuhov and J. L. Neeland, Characteristics of ruby laser modes in a nominally plane parallel resonator, *Quantum Electronics III,* P. Grivet and N. Bloembergen, Ed., Columbia University Press, New York, 1965. pp. 1405–1414.
29. V. Evtuhov and J. L. Neeland, Observations relating to the transverse and longitudinal modes of a ruby laser, *Appl. Opt.,* **1,** 517–520 (1962).
30. D. Röss, Single mode operation of a room-temperature ruby laser, *Appl. Phys. Letters,* **8,** 109–111 (1966).
31. R. V. Pole and H. Wieder, Continuous operation of a ruby laser during pumping pulse, *Appl. Opt.,* **3,** 1086–1087 (1964).
32. R. J. Collins, D. F. Nelson, A. L. Schawlow et al., Coherence, narrowing directionality and relaxation oscillations in the light emission from ruby, *Phys. Rev. Letters,* **5,** 303–305 (1960).
33. D. F. Nelson and R. J. Collins, Spatial coherence in the output of an optical maser, *J. Appl. Phys.,* **32,** 739–740 (1961).
34. M. D. Galanin, A. M. Leontovich, and Z. A. Chizhikova, Coherence and directionality of ruby laser radiation, *Soviet Phys. JETP,* **16,** 249–251 (1963); **43,** 347–349 (1962).
35. F. J. McClung, S. E. Schwarz, and F. J. Meyers, R_2 line optical maser action in ruby, *J. Appl. Phys.,* **33,** 3139–3140 (1962).
36. C. J. Hubbard and E. W. Fisher, Ruby action at the R_2 wavelength, *Appl. Opt.,* **3,** 1499–1500 (1964).
37. I. Wieder and L. R. Sarles, Stimulated optical emission from exchange-coupled ions of Cr^{3+} in Al_2O_3, *Phys. Rev. Letters,* **6,** 95 (1961).
38. A. L. Schawlow and G. E. Devlin, Simultaneous optical maser action in two ruby satellite lines, *Phys. Rev. Letters,* **6,** 96 (1961).
39. D. F. Nelson and W. S. Boyle, A continuous operating ruby optical maser, *App. Opt.,* **1,** 181–183 (1962). [Also *Appl. Opt. Suppl.,* **1,** 99–101 (1962).]
40. V. Evtuhov and J. K. Neeland, Continuous operation of a ruby laser at room temperature, *Appl. Phys. Letters,* **6,** 75–76 (1965).
41. V. Evtuhov and J. K. Neeland, Power output and efficiency of continuous ruby lasers, *J. Appl. Phys.,* **38,** 4051–4056 (1967).
42. K. Gürs, Ein kontinuierlicher wassergekühlter Rubinlaser, *Phys. Letters,* **16,** 125–127 (1965).
43. D. Röss, Analysis of room-temperature cw ruby lasers, *J. Quantum Electronics QE-***2,** 208–214 (1966).

٥

الليزرات الصّلبة ذات الأربعة مستويات

Four-level solid lasers

5.1 مبادىء تشغيل الاربعة مستويات
Principles of four-level operation

على الرغم من اعتبار الليزر الياقوتية من أكثر انواع الليزرات الصلبة استعمالاً ، الا ان تشغيلها يعتبر خاصاً بها ، وذلك لانتهاء انتقالاتها المستحثة عند مستوى الهمود . وقد ذكرنا سابقاً بأن مثل هذا التشغيل يعتبر متلافاً بالضرورة حيث يستوجب تفريغ مستوى الهمود من نصف عدد الذرات الفعالة ، قبل امكانية الحصول على الفعالية الليزرية ، وهذا معناه اتلاف الطاقة المصروفة على اثارة كل هذه الذرات . وان الليزرات التي تشتمل دورة تفلورها على اربعة مستويات يمكنها الاشتغال بكفاءة اعلى . ويوضح الشكل 2.3 من الفصل الثاني ، دورة تفلور باربعة مستويات . حيث تبدأ الدورة التفلورية من مستوى الهمود ، اي المستوى 1 ، ومنه ترتفع الذرات عن طريق الضخ البصري الى المستوى 4 . وهنا يجب ان يكون هذا المستوى ، اي المستوى العلوي ، عريضاً ، كما هو الحال في الليزرات ذات الثلاثة مستويات . ويحدث انتقال سريع من المستوى 4 ، ويكون عموماً بدون اشعاع ، فيحمل الذرات الى المستوى 3 ، الذي يعتبر المستوى البدئي للانتقال الليزري . والى حد الان ، تشبه الدورة الليزرية باربعة مستويات تلك الدورة الليزرية بثلاثة مستويات . واما الخطوة التالية ، فستختلف على كل حال ، وذلك لان الانتقال الليزري المستحث في الليزر باربعة مستويات ، لايأخذ الذرات مباشرة الى مستوى الهمود بل الى مستوى وسطي intermediate level (المستوى 2) . وعموماً يكون هذا المستوى فارغاً ، ولهذا السبب يمكن للفعالية الليزرية ان تبدأ مع وجود عدد جداً بسيط من الذرات في المستوى 3 .

ويجب ان تمتلك المادة الليزرية الجيدة ذات الاربعة مستويات ، نطاقاً امتصاصياً عريضاً بصورة معقولة في منطقة ترددية تتوفر فيها وبصورة ملائمة قدرة ضخ

كافية . وعلاوة على ذلك ، يجب ان تمتلك لمستوى حدي (2) ، يكون احتلاله خفيفاً بطبيعته ويعمل على تصريف ماعنده من الذرات بصورة سريعة الى حالة الهمود . واخيراً ، يجب ان تتوفر عمليات طبيعية سريعة تعمل على نقل الذرات المتهيجة من المستوى العريض (4) الى المستوى الضيق (3) . وقد اظهرت الحسابات في المقطع 3.3 ، بأن عدد الذرات N_3 اللازم تواجدها في المستوى 3 للتشغيل الليزري يتناسب عكسياً مع القيمة القصوى g(o) لدالة الشكل الخطي المعيَّر normalized lineshape . وبناء عليه يتناسب طردياً مع الاتساع الخطي linewidth . وهكذا ، تتناسب قدرة الضخ الدنيا اللازمة لتشغيل الليزر طردياً ايضاً مع اتساع الانتقال 3 ← 2 . ومع ان حسابات المقطع 3.3 قد تم اجراؤها تحت فرضيات مقيدة جداً ، الا ان الاستنتاج الذي ينص على ان قدرة الضخ تزداد مع زيادة الاتساع الخطي ، هو بصورة عامة حقيقة فعلاً . وهذا يفترض على ان يكون البحث عن المواد الليزرية باربعة مستويات متمركزاً على المواد ذات الانتقالات 3 ← 2 الضيقَّة .

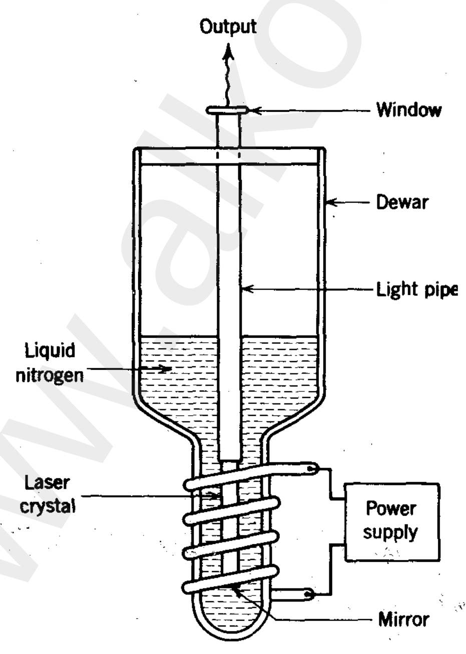
وان العناصر الفعالة في الليزر الصلبة باربعة مستويات هي ايونات الاتربة النادرة والاكتينات actinides او ايونات العناصر الانتقالية الذي يتم زرعهم في بلورة رئيسية . ويعمل المجال البلوري على شطر splits انحلالية المستويات المضاعفة للايون الفعال ، مستحدثاً بالتالي ، نطاقاً امتصاصياً عريضاً نسبياً (المستوى 4) ، يعمل على تسهيل عملية الانتقالات من المستوى 4 الى المستوى 3 الذي يعتبر المستوى البدئي للانبعاث المستحث .

وتتغير فجوات الطاقة energy gaps بين المستوى 2 ، والمستوى الحدي والمستوى 1 (مستوى الهمود) من ايون الى ايون آخر ، الا انها تكون في العادة اقل من الفرق بالطاقة للمستويات 2 و 3 . واما مدى العمر lifetime للمستوى 2 . فيجب ان يكون قصيراً ، والا سيحدث ظاهرة طبيعية مشابهة لظاهرة ايقاف الغطس Stopping-up of a sink . وحتى يبدأ الابتعاث المستحث ، يتم تحديد احتلالية المستوى 2 بظروف التوازن الحراري المطبقة للمستويين 1 و 2 . ولكيما يبقى المستوى الحدي 2 غير محتل جوهرياً ، فمن الضروري ان يكون الفرق $E_2 - E_1$ أكبر من المقدار kT . ولهذا ، فأن درجة حرارة البلورة هي العامل الاول الذي يحدد امكانية انجاز الشعبية المعكوسة عند معدل ضخ معين ؛ مع العلم بأن المعدل الزمني لضخ العتبة هو دالة لدرجة الحرارة .

وعلى الرغم من ان بعض ليزرات الاربعة مستويات يمكن ان تشتغل بصورة مستمرة ، الا اننا نرى بأن معظمها يتم تشغيلها بصورة متقطعة ويتم تهييجها بمصباح وميضي . واذا مااستلزم تجميد الليزر الى درجة النتروجين السائل ، فبالامكان استخدام التركيب الموضح في الشكل 5.1 ، مقترناً بملف وميضي حلزوني يحيط النهاية الضيقة من قارورة الترموس dewar flask .

واختيارياً ، يمكن ان ترصف aligned النهاية العنقية لقارورة الترموس مع الخط البؤري لاسطوانة اهليليجية بينما يوضع المصدر الضوئي في الخط البؤري الآخر . وبما ان الطيف الامتصاصي للمادة الليزرية يتغير من ايون الى آخر ، لذا يفضل استخدام مصادر اثارة مختلفة تناسب الليزرات الصلبة المختلفة . ويستخدم ، بالاضافة لقوس الزينون . القوس الزئبقي ومصابيح التنكستون الغير متوهجة .

ولقد كان اكتشاف الليزرات ذات الاربعة مستويات بعد وقت قصير من اكتشاف ليزر الياقوت . فخلال عام 1960 ، لاحظ الباحثان Sorokin and Stevenson [1,2] ابتعاثات مستحثة من ايونات U^{3+} و Sm^{2+} المندمجة في بلورات فلوريد الكالسيوم . وقد تبين خلال العام التالي بأن هناك عدداً



شكل 5.1 ترتيب تجريبي لليزر يتم تهييجها بصرياً وتبرد الى درجة حرارة النتروجين السائل (77 K) .

آخر من ايونات العناصر النادرة يمكن استخدامها كمواد ليزرية في مجموعة متنوعة من البلورات الرئيسية . وعملياً ، يمكن استخدام كل ايونات العناصر النادرة في وسط معلوم او في آخر . واما الاطوال الموجية الليزرية النموذجية الناتجة من هذه الايونات فمبينة في الجدول 5.1 مع الاشارة الى اكثر المواد الرئيسية استخداماً . كما وتتغير الاطوال الموجية بعض الشيء بين بلورة واخرى . كما ويمكن ايجاد الوصف التفصيلي للمواد البلورية الرئيسية والجداول الدقيقة للاطوال الموجية الليزرية في العديد من المقالات الاستعراضية [3,4,5] .

وتستخدم تقنياً معظم الانواع المهمة من الليزرات باربعة مستويات ، ايونات النيوديميوم كمادة فعالة . لأن ايونات النيوديميوم لها القابلية على الفعالية الليزرية عند عدد من الترددات وفي مجموعة متنوعة من البلورات المضيفة ، اضافة الى الزجاج . وقد تم الحصول على احسن النتائج مع ايونات Nd^{3+} وهي مندمجة في كارنيت الالمنيوم واليتاريوم yttrium alummum garnet ($Y_3Al_5O_{12}$) . ويمكن ايضاً بناء ليزرات قديرة جداً ، تشتغل عند الطول الموجي $\lambda = 1.06 \mu m$ ، من زجاج يحوي النيوديميوم . وهذه الليزرات تتنافس مع الليزرات الياقوتية في معظم التطبيقات التي يستلزم فيها تصريف قدرة خارجة ضخمة .

ويمكن استخدام بعض ايونات الفلزات الانتقالية (Co, Ni) وهي مندمجة في MgF_2 او ZnF_2 لانتاج ليزرات خاصة . ففي هذه المواد ، يحدث الابتعاث المستحث فقط عندما يكون مصحوباً بانبعاث فونون phonon . وهذا يعني بأن الفرق بالطاقة للمستويات الذرية ، يتحول جزءاً منه الى حرارة والجزء الآخر الى اشعة بصرية مستحثة .

ويعتبر الوصف المنهجي الشامل لليزرات الاربعة مستويات عملاً صعباً وذلك لوجود العدد الضخم من المجاميع المكنة مع تشكيلة من الايونات الفعالة المطمورة في مجموعة مختلفة من الشبيكات الرئيسية . كما ويعتمد بعض الشيء طول موجة الضوء المبتعث على البلورة الرئيسية وبعض الشيء على درجة الحرارة . ولكيما نبقى مع الغرض المبتغى لهذا الكتاب ، ستنحصر مناقشتنا هنا على استعراض المبادىء العامة وعلى وصف الليزرات باربعة مستويات ذات الاستخدام الاكثر ، وخاصة تلك الليزرات الحاوية على النيوديميوم كعنصر فعال .

جدول 5.1

بعض الليزرات الايونية الصلبة مع موادهم النموذجية الرئيسية .

Ion	Typical host	Wavelengths (μm)	Note
Cr^{3+}	Sapphire	0.6943	Pink ruby
Cr^{3+}	Sapphire	0.7009, 0.7041	Red ruby
Co^{2+}	MgF_2, ZnF_2	1.75, 1.80, 1.99, 2.05	Phonon-assisted
Ni^{2+}	MgF_2	1.62	Phonon-assisted
Pr^{3+}	$CaWO_4$	1.0468	
Nd^{3+}	$CaWO_4$, glass	0.9142	
Nd^{3+}	$CaWO_4$, CaF_2, YAG, glass	1.04–1.07	Several nearby lines around 1.06 μm.
Nd^{3+}	$CaWO_4$, glass	1.34–1.39	Several lines
Sm^{2+}	SrF_2	0.6969	20°K and below
Sm^{2+}	CaF_2	0.7083	20°K and below
Dy^{2+}	CaF_2	2.36	
Ho^{3+}	CaF_2	0.5512	
Ho^{3+}	$CaWO_4$, $CaMoO_4$, CaF_2, glass	2.05–2.07	Several nearby lines: host dependent.
Ho^{3+}	YAG	2.09–2.12	Several nearby lines
Er^{3+}	$CaWO_4$, CaF_2	1.61	
Er^{3+}	YAG	1.654–1.660	
Er^{3+}	CaF_2	2.69	
Tm^{2+}	CaF_2	1.116	Continuous at 20°K
Tm^{3+}	$CaWO_4$, $Ca(NbO_3)_2$	1.91	
Tm^{3+}	SrF_2	1.97	
Yb^{3+}	YAG	1.0296	
U^{3+}	SrF_2	2.41	
U^{3+}	CaF_2	2.24, 2.51, 2.57, 2.61	

5.2 مطيافية ايونات الاتربة النادرة في البلورات
Spectroscopy of rare-earth ions in crystals

لماذا تُعتبر ايونات الاتربة النادرة في بلورات معينة ، مواد ليزرية جيدة ؟ يمكن الاجابة عن هذا السؤال فقط على اسس معرفتنا لتركيب ايونات الاتربة النادرة وللافعال المتبادلة التي تأخذ محلها مابين البلورة الرئيسية وهذه الايونات . ويمكن هنا فقط ان نعطي موجزاً تخطيطياً ونوعياً لهذا الموضوع . واما القارىء الذي يرغب في معرفة الوجهة الكمية لمطيافية الاتربة النادرة فنوصيه بالرجوع الى اعمال كل من الباحثين Dieke و Crosswhite [6] .

يكون موقع عناصر الاتربة النادرة في الجدول الدوري بعد الفترة من العناصر المنتهية بالعنصر الرابع والخمسين، واعني به الزينون xenon . ففي هذا العنصر، تكون الاغلفة shells التي تمتلك اعدادها الكمية الرئيسية n ، القيم 1 و2 و3 مليئة تماماً . واما الغلاف n = 4 ، فتكون اغلفته الثانوية subshells ، s و p و d مليئة ؛ بينما يكون الغلاف الثانوي 4f ، الذي بإمكانه اسكان 14 الكترون ، فارغاً تماماً . وعلى الرغم من هذا ، يكون الغلاف n = 5 قد اكتسب الكتروناته الثمان 8 الاوَّل التي تملأ المدارات 5s و 5p . وهكذا ، وباستخدام التدليل الرمزي المعتاد ، يكون التوزيع الالكتروني لعنصر الزينون مكتوباً كما يلي :

$$1s^2\ 2s^2\ 2p^6\ 3s^2\ 3p^6\ 3d^{10}\ 4s^2\ 4p^6\ 4d^{10}\ 5s^2\ 5p^6.$$

وتمتلك كل العناصر الواقعة مابعد الزينون هذا التركيب الالكتروني، اضافة الى امتلاكها الكترونات في المدارات 4f و5d و6s والى آخره . وتحدث الاضافة الاولى ليس في المدارات الداخلية 4f ، بل في المدارات الخارجية 6s . ويمتلك كل من السيزيوم والباريوم ، وهي العناصر التي تتبع الزينون ، الكترون والكترونين في المدار 6s ، على التوالي . ويوضح الجدول 5.2 التركيب الالكتروني لعدد قليل من ذرات الاتربة النادرة الاوَّل مع بيان فقط الالكترونات 5s و5p لتركيب الزينون الكامل .

جدول 5.2

التركيب الالكتروني للعناصر ذات التسلسل من 57 الى 62 وهم في حالة الهمود وقد شطبت جميع الالكترونات الداخلية للأغلفة المليئة تماماً .

N	Element	4*f*	5*s*	5*p*	5*d*	5*f*	5*g*	6*s*
57	La	0	2	6	1	0	0	2
58	Ce	1	2	6	1	0	0	2
59	Pr	3	2	6	0	0	0	2
60	Nd	4	2	6	0	0	0	2
61	Pm	5	2	6	0	0	0	2
62	Sm	6	2	6	0	0	0	2

وتكون الفروق بالطاقة بين المدارات 4f و5d ، بصورة عامة صغيرة ، وفي حالة بعض عناصر الاتربة النادرة ، يكون توزيع الالكترونات بين هذه المدارات في حالة الهمود غير معروفاً .

ويتكون الايون الثنائي التكافؤ divalent للاتربة النادرة عندما تمنح الذرة الكتروناتها البعيدة 6s . واذا ماتكوّن ايون ثلاثي التكافؤ trivalent ، فهذا يعني بأن الذرة قد فقدت الالكترون 5d ، فيا اذا كانت تمتلك واحداً منه ، والا ، تكون قد فقدت واحداً من الالكترونات 4f . وهكذا ، يظهر بأن الايونات الثنائية والثلاثية التكافؤ للاتربة النادرة هي ابسط تركيباً من الذرات المناظرة لها . كما وتحوي هذه الايونات وهي في حالة الهمود ، الكترونات 4f فقط اضافة الى غلاف الزينون المشترك اساساً . ويحوي الجدول 5.3 عدد الالكترونات 4f لهذه الايونات مقرونة بالرمز الطيفي القياسي الذي يصف حالة الهمود للايون .

جدول 5.3

الالكترونات 4f ومستويات ايونات الاتربة النادرة

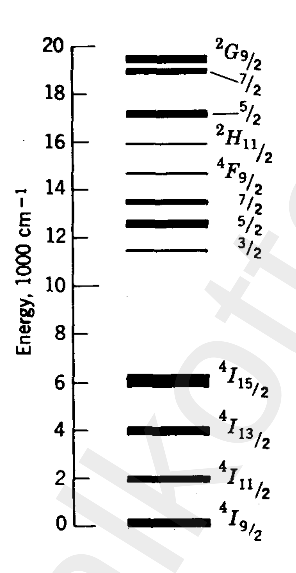
(After Dieke and Crosswhite [6])

R^{2+}	R^{3+}	$4f$	Ground-Level Symbol
—	La	0	$^1S_0$
La	Ce	1	$^2F_{5/2}$
Ce	Pr	2	$^3H_4$
Pr	Nd	3	$^4I_{9/2}$
Nd	Pm	4	$^5I_4$
Pm	Sm	5	$^6H_{5/2}$
Sm	Eu	6	$^7F_0$
Eu	Gd	7	$^8S_{7/2}$
Gd	Tb	8	$^7F_6$
Tb	Dy	9	$^6H_{15/2}$
Dy	Ho	10	$^5I_8$
Ho	Er	11	$^4I_{15/2}$
Er	Tm	12	$^3H_6$
Tm	Yb	13	$^2F_{7/2}$
Yb	Lu	14	$^1S_0$

وان التعقيد الكبير لاطياف الاتربة النادرة ينتج من العدد الضخم للحالات states التي تمتلك الطاقة نفسها تقريباً . كما ونحصل على التوزيعات الايونية المتهيجة ذات الطاقة الواطئة ، عندما يرتفع واحد من الالكترونات 4f الى داخل مدار فارغ من نوع 4f او 5d . وبالنسبة لايون النيوديميوم ، قاما الباحثان Dieke & Crosswhite [6] بعمل بعض الحسابات وبينا انه بالامكان الحصول

بهذه الطريقة على 241 توزيع مع 5393 من الانتقالات الممكنة . وبالنسبة لايون السماريوم Sm^{3+} ، تكون هذه الاعداد هي 1994 و 306 و 604 على التوالي .

ويمكن توضيح الاسلوب المتبع في تسمية مستويات الطاقة ، وذلك بمناقشة ايون Nd^{3+} . حيث يمتلك هذا الايون ثلاثة الكترونات في غلافه الثانوي 4f . وفي حالة الهمود ، تكون مدارات هذه الالكترونات مرصوفة بحيث يتم جمع الزخم الزاوي المداري (L) كالآتي : 3 + 2 + 1 = 6 وحدة ذرية . ويعبر الرمز I في العمود الاخير من الجدول 5.2 عن حقيقة كون L = 6 ، حيث ان I هو الحد السادس من السلسلة الطيفية التقلدية ، وهي : P و D و F و G و H و I و ......



شكل 5.2 مستويات الطاقة الدنيا لايون Nd^{3+} . ويدل اتساع الخطوط على مدى انشطار المستويات في المجال البلوري للبلورة $LaCl_3$ (After Dieke & Crosswhite).

واما اللف الذاتي Spin للالكترونات الثلاثة فيرصف موازياً الواحد للآخر ، مانحاً بذلك $\frac{3}{2}$ وحدة اضافية من الزخم الزاوي ، والتي ، عند اضافتها بصورة متوازية معكوسة antiparallel الى الزخم الزاوي المداري ، تعطي زخماً زاوياً كلياً مقداره $6 - \frac{3}{2} = \frac{9}{2}$ units . واستناداً للقوانين الكمية في جمع الزخوم الزاوية ، يمكن ان نحصل من الجمع الاتجاهي للزخم الزاوي المداري $6\hbar$ والزخم الزاوي للف الذاتي $\frac{3}{2}\hbar$ على القيم الاربع التالية من الزخم الزاوي الكلي : $\frac{9}{2}\hbar$ و $\frac{11}{2}\hbar$ و $\frac{13}{2}\hbar$ و $\frac{15}{2}\hbar$ * . واما المستويات المناظرة لهذه

* عندما نتكلم عن الزخم الزاوي $l\hbar$ ، نعني به متجه مقداره $\sqrt{l(l+1)}\,\hbar$

القيم فهي $^4I_{9/2}$ و $^4I_{11/2}$ و $^4I_{13/2}$ و $^4I_{15/2}$. والاول من هذه المستويات ، الذي يمتلك ادنى طاقة ، هومستوى الهمود ؛ واما المستويات الاخرى فهي من بين القليل من المستويات المتهيجة الاوّل للايون Nd^{3+} . ويتم تمييز هذه المستويات بواسطة توجيهات لفها الذاتي بالنسبة لمحصلة الزخم الزاوي المداري . ويمكن الحصول على مستويات متهيجة اخرى عندما نقوم باختيار مجموعة اخرى من الزخوم الزاوية المدارية . ويجب ان نلاحظ بأن كل هذه المستويات هي مستويات مضاعفة multiple ؛ تنشطر في المجالات الكهربائية والمغناطيسية . ويوضح الشكل 5.2 بعضاً من مستويات ايون النيوديميوم Nd^{3+} الدنيا .

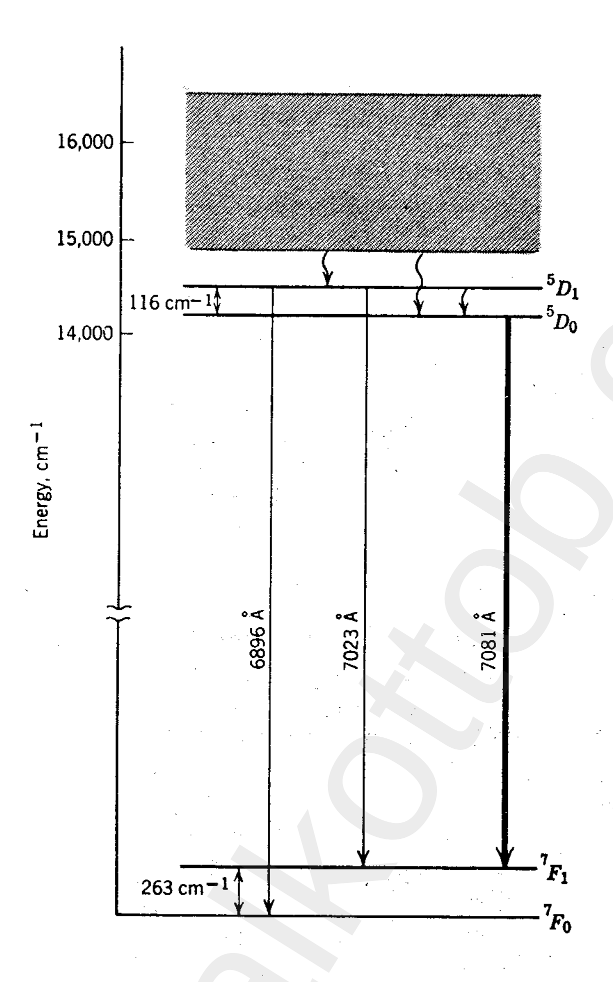
وتظهر الايونات التي تمتلك الكترونات تكافؤ متساوية isoelectronic ions ، مثل ايون Sm^{2+} وايون Eu^{3+} ، على الخط نفسه في الجدول 5.3 ؛ وتكون حالة همودهم متشابهة . ومع ذلك ، لايمكن ان نستمر ونقول بأن حالاتهم المتهيجة تظهر في الترتيب نفسه . وفي حالة الايونات الثلاثية التكافؤ (باستثناء Tb^{3+}) تعود كل المستويات الواقعة تحت $50,000\ cm^{-1}$ الى التوزيعات $4f^n$. وتكون الانتقالات بين هذه المستويات محرمة حسب القوانين الانتقائية الاعتيادية . واما الاطياف المرئية ذات الخطوط الحادة الملحوظة على الاتربة النادرة الثلاثية والثنائية في البلورات فتنسب الى هذه الانتقالات الاعتيادية المحرمة ، التي تصبح ممكنة من خلال فعل المجال البلوري على الايون . وهذه الانتقالات ، واعني $4f \leftarrow 4f$ تكون ضعيفة جداً مقارنة بالانتقالات المسموحة $4f \leftarrow 4d$. وفي حالة الايونات الثنائية الموجبة dipositive من الاتربة النادرة ، تقع المستويات $4f^{n-1}5d$ في موضع ادنى وبدرجة معتبرة مقارنة لما موجود في نظائرها الثلاثية الموجبة التي تمتلك الكترونات تكافؤ متساوية . فمثلاً في ايونات Sm^{3+} ، تمتد المستويات $4f^{n-1}5d$ منحدرة الى $20,000\ cm^{-1}$ ، وفي ايون Dy^{2+} الى $16,000\ cm^{-1}$. وان وجود المستويات من النوع $4f^{n-1}5d$ تعمل على تجهيزنا بايونات ثنائية موجبة من الاتربة النادرة مع خطوط امتصاصية عريضة وقوية في المنطقة التي تكون فيها هذه الخطوط مفيدة بشكل خاص للضخ البصري . وعندما تنتقل طاقة الاثارة الى حالة متهيجة من المستويات $4f^n$ ، تكون الظروف ملائمة للفعالية الليزرية وذلك لان الرجوع الى حالة الهمود ربما يحدث في سلسلة من الانتقالات $4f \leftarrow 4f$ ، حيث تعمل خطوطها الضيقة على تسهيل عملية تحقيق حد العتبة .

وان الفوائد المذكورة آنفاً لايونات الاتربة النادرة الثنائية الموجبة تحيد بعض الشيء عن الواقع وذلك لحقيقة كون الشكل الثنائي للإيون لايمثل في العادة الشكل الاكثر استقراراً من هذه الايونات . وبناءً عليه ، وبدون حيطة خاصة ، سيكون

جزءاً صغيراً فقط من مادة الاتربة النادرة المدفونة في البلورة في الشكل الثنائي . divalent form

ويوضح الشكل 5.3 ، بعضاً من مستويات الطاقة الوثيقة الصلة بالفعالية الليزرية في ايون Sm^{2+} . وسبب وجود النطاق الترددي العريض فوق المستويات الليزرية في الساماريوم Samarium يعود الى المستويات $4f^{n-1}5d$. ولا يتوفر مثل هذا النطاق في ايون Nd^{3+} ، الذي تتم اثارته من خلال عدة مستويات من النوع $4f^n$ والتي تقع فوق المستوى $^4F_{3/2}$ ، كما مبيَّن في الشكل 5.2 . ويجب ان نعلم بأن هذه الاشكال لم ترسم للمقياس نفسه . كما ويمكن تحليل خطوط Nd^{3+} الظاهرة هنا بشكل خطوط ثقيلة الى مجاميع من الخطوط المفردة على رسم تخطيطي بمقياس أكبر .

ويتكون الطيف التفلوري لعنصر النيوديمنيوم Nd المندمج في شبيكة بلورية ، من كثرة من الخطوط المناظرة لمختلف الانتقالات التي يمكن ان تحدث فيما بين المستويات الثانوية الناتجة من تحلل هذه المستويات في المجال البلوري crystal field . ويمكن ، تحت ظروف مناسبة ، استخدام عدد من هذه الانتقالات في ليزر ما . كما ويتغير انشطار المستويات $^4F_{3/2}$ و $^4I_{11/2}$ ، مع تغيير بيئة ايون Nd . حيث يمكن لهذه البيئة ان تتغيَّر ليس فقط من بلورة رئيسية الى اخرى ، بل انما ايضاً ضمن البلورة الرئيسية ذاتها ؛ وان الطقم الناتج من المستويات الايونية يعطينا في الواقع صورة أكثر تعقيداً ولربما ينشأ جزءاً من هذا التعقيد بسبب وجود ايون ثلاثي التكافؤ في شبيكة ثنائية التكافؤ . والخلل في التوازن الموضعي للشحنة عند موضع احد ايونات النيوديميوم المعطاة ، يمكن معادلته بطرق مختلفة . فمثلاً في بلورة $CaWO_4$ ، يمكن اعادة توازن الشحنة عن طريق استحداث فجوات كالسيوم او اوكسجين متخلل interstitial oxygen او ازواج من ايونات النيوديميوم Nd . ويمكن التخلص ايضاً من عدم التوازن في الشحنة بالطرق الكيمياوية وذلك يتم باضافة ايونات لفلزات قلوية احادية التكافؤ الى البلورة . وقد جرت العادة على دمج فلز قلوي ، الصوديوم عادة ، في داخل البلورة الرئيسية لتبسيط تركيب المستويات لأيون Nd وبالتالي لتقليل عدد الانتقالات المحتملة المتنافسة فيما بينها . والطرق المختلفة في معادلة الشحنة تؤدي الى انتاج اطياف مختلفة بعض الشيء والسبب لان كل ايون من النيوديميوم يظهر طيف معين يميز المجال البلوري الموضعي الذي يجد الايون نفسه فيه . ويمكن ان نعلل سبب تمييز هذه الانواع من التغيرات في الاطياف الى كثرة ما تم تسجيله من خطوط ليزرية لايون النيوديميوم Nd .



شكل 5.3 مستويات الطاقة لأيون Sm^{2+} في بلورة CaF_2 . كما يدل السهم الثقيل على الخط الليزري .

ويستلزم تحليل اطياف النيوديميوم فحص العديد من العوامل اضافة الى وسائل ضبط تعادل الشحنة . كما ان التغيير في اتساع الخطوط وشكل الخطوط مع درجة الحرارة اضافة الى التغيير في تركيز ايونات Nd^{3+} ، يؤثر في حدود عتبة التذبذبات لجميع الخطوط . ويمكن ايجاد معلومات معتبرة عن هذه المواضيع في اعمال L.F.Johnson [3,7] ، الذي قام بدراسة اطياف Nd في عدد من البلورات الرئيسية ، وبشكل خاص بلورة $CaWO_4$ ، التي كانت حتى اكتشاف العقيق الاحمر بالالمنيوم والياتريوم ، المضيف البلوري الرئيسي المفضل في ليزر النيوديميوم Nd .

واما فيما يتعلق بايونات الاتربة النادرة الاخرى (غير ايون Nd)، فانها تتشابه فيما بينها بعض الشيء من ناحية الظواهر التي تم تسجيلها عن اطيافها. ويجب ان نتذكر بانه حتى لو زرعت البلورة بعنصر واحد فقط من الاتربة النادرة، فهذا لايعني ان جميع ايونات الاتربة النادرة المزروعة، تمتلك التكافؤ نفسه في داخل الشبيكة البلورية، وإن مانشاهده من طيف معقد، ربما يكون عبارة عن تراكب اطياف لأيونات ثنائية التكافؤ وثلاثية التكافؤ موزعة في مواضع بلورية مختلفة.

ويشابه تركيب عناصر سلسلة الاكتين actinide، عناصر الاتربة النادرة في تركيبها؛ لذا فالمناقشة اعلاه، يمكن تطبيقها، بعد اجراء جميع التغيرات الضرورية، على طيف عنصر اليورانيوم والعناصر الاخرى ذات العلاقة.

5.3 ليزرات النيوديميوم البلورية

Neodymium crystal lasers

ان الحصول على الابتعاث المستحث من ايونات النيوديميوم المزروعة في العديد من الشبيكات الرئيسية ـ والزجاج ايضاً ـ، دفعنا لتقديم وصف تفصيلي متكامل عن ليزر النيوديميوم. وبالاضافة لذلك، امكانية الحصول على قدرة عالية من النيوديميوم فيما لو قورنت بمواد اخرى ذات اربعة مستويات.

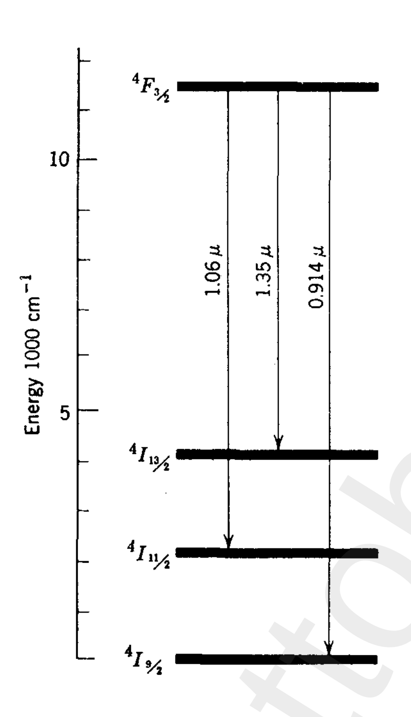
والبلورات الرئيسية المستخدمة في هذه الليزرات هي في الغالب $CaWO_4$ و $SrWO_4$ و $SrMoO_4$ و $Ca(NbO_3)_2$ و $Y_3Al_5O_{12}(YAG)$ مع تركيز من ايونات النيوديميوم يتراوح من 0.5 الى 2.0% * وقد شوهد في هذه البلورات، الابتعاث الليزري في ثلاث مجموعات من الخطوط تتمركز حول الاطوال الموجية 0.914 و 1.06 و 1.35 μm، على التوالي. ويبين الشكل 5.4، الانتقالات المقترنة بهذه الخطوط الليزرية. ويجب هنا ان نتذكر بأن المستويات المبينة في الشكل هي مستويات مضاعفة multiple، وبناء عليه، فأن الاشعة الليزرية تحوي عموماً مركبات طيفية متعددة. وتعتبر المجموعة 1.06 μm من اسهل المجموعات التي يمكن اثارتها. وقد يوجد بعض التغيير في الطول الموجي بين مادة رئيسية واخرى. فمثلاً في بلورات CaF_2 و SrF_2، يعمل الانتقال $^4F_{3/2} \longrightarrow {}^4I_{11/2}$

* لسوء الحظ، تم حذف المعلومات عن تراكيز النيوديميوم في بحوث اصلية تخص هذه الليزرات.

على حدوث انبعاث ليزري حول الخط $1.044\ \mu m$ ، وهذا يختلف عن الخط $1.06\ \mu m$ في البلورات المذكورة الاخرى .

ويمكن تلخيص التجارب المكثفة التي اجريت مع ليزرات $CaWO_4:Nd^{3+}$ كما يلي : يكون بالامكان الحصول على الانبعاث المستحث في هذه الليزرات باستخدام الاشعة المنبعثة من مصباح وميضي من نوع الزينون او باستخدام قوس زئبقي . ويحدث امتصاص اشعة الضخ في هذه الليزرات بعمليات إثارة الى مستويات طاقة متعددة كتلك المبينة قرب النهاية العليا من الشكل 5.2 . واما الطول الموجي في هذه الليزرات الذي يحتاج الى اقل مقدار من طاقة الاثارة عند الدرجة الحرارية 77°K ، فهو الطول الموجي $1.065\ \mu m$. ويمكن ايضاً إثارة هذا الخط عند درجة حرارة الغرفة ، ولكن الخط الذي يحتاج الى اقل حد من طاقة العتبة عند درجة حرارة الغرفة يمتلك الطول الموجي $1.058\ \mu m$. وعند الدرجة الحرارية 77°K ، نشاهد في الاقل اثنان آخران من الاطوال الموجية (1.064 و $1.066\ \mu m$) يكون مصدرهما الانتقالات $^4F_{3/2} \longrightarrow {^4I_{11/2}}$. واما طاقات العتبة في هذه الليزرات فتتراوح من 1 الى 7J . ويمكن تطبيق المعلومات اعلاه على البلورات المعادلة بالصوديوم ؛ بينما تختلف الاطوال الموجية قليلاً في البلورات الاخرى . حيث تكون طاقات العتبة اكبر مما ذكرناه وبصورة معتبرة . وتنتج الانتقالات الى المستويات $^4I_{13/2}$ ، ثلاثة خطوط ليزرية عندما تشغل الليزر عند الدرجة الحرارية 77°K؛ وتكون اطوالها الموجية هي 1.337 و 1.345 و $1.387\ \mu m$. وتكون حدود العتبة للخطيين الاولين واطئة ؛ وهذا يعني بأن حد العتبة للخط الاخير يكون عالياً جداً . وتقع المستويات الحدية لهذه الانتقالات بصورة تقريبية على ارتفاع $4000\ cm^{-1}$ من مستوى الهمود . واما فيما يتعلق بالانتقال $^4F_{3/2} \longrightarrow {^4I_{9/2}}$ ، الذي يبعث اشعاعه بطول موجي 9142 Å ($10,935\ cm^{-1}$) فيكون مستواه الحدي هو عبارة عن مستوى ثانوي sublevel لمستوى همود الايون ، واعني المستوى الثانوي $^4I_{9/2}$ ، الذي يرتفع بمقدار $471\ cm^{-1}$ فقط عن مستوى الهمود الحقيقي في المجال البلوري . ويكون احتلال هذا المستوى الحدي احتلالاً جزئياً عند درجة حرارة الغرفة ؛ ولهذا السبب يكون من السهل إنتاج الفعالية الليزريه عند الطول الموجي 9142Å في بلورة مثلجة . وبصورة عامة ، يعتبر انشطار المستوى $^4I_{9/2}$ كعامل مساعد وليس كعامل تأخير من وجهة نظر تقنية ليزر النيوديميوم ، والسبب يعود الى كون هذا المستوى يعمل على توسيع النطاقات الامتصاصية ، مما يجعل عملية ضخ الطاقة لليزر النيوديميوم عند درجة حرارة الغرفة اكثر فعلا مما هي عليه عند الدرجة الحرارية 77°K .

واما الصعوبة التي نصادفها في معادلة الشحنة داخل بلورة $CaWO_4$ ، فيمكن تجنبها ، وذلك باحلال ايون Nd^{3+} محل ايون فلزي ثلاثي التكافؤ . ويمكن ان

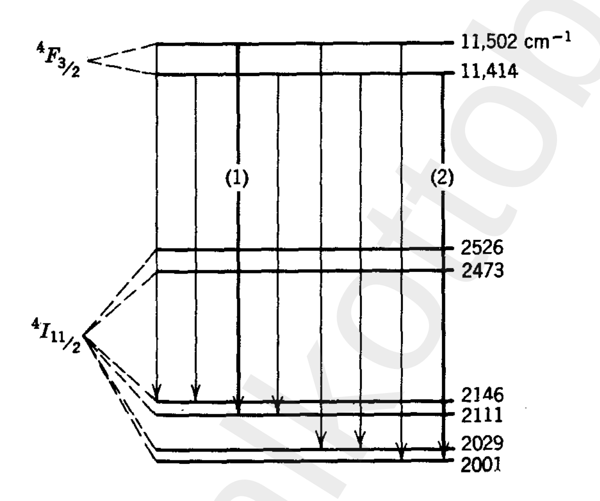


شكل 5.4 مستويات ومجموعات الخطوط الليزرية لعنصر النيوديميوم Nd في البلورات . ويمثل كل مستوى مبيَّن ، مجموعة من المستويات المتقاربة جداً .

يحدث مثل هذا الاحلال في بلورات من النوع : LaF_3 و Y_2O_3 و Gd_2O_3 كارنيتات اليتريوم ، واهمها كارنيت الالمنيوم اليتريوم Yttrium aluminum garnet حيث تمتلك هذه البلورة (ويرمز لها بالرمز YAG) التركيب $Y_3Al_5O_{12}$. ولقد ازاحت هذه البلورة كل انواع البلورات الرئيسية المستخدمة في التطبيقات التقنية لليزر النيوديميوم . والسبب في ذلك يعود الى ان هذه البلورة تمنح فوائد عديدة تفوق بلورة تنكستيت الكالسيوم ، تلك البلورة التي كانت تعتبر البلورة الرئيسية المفضلة حين بدأ استخدام ليزرات النيوديميوم . واما العوامل الوثيقة الصلة بموضوعنا هذا فهي كالآتي :

1. إن اتساع الخطوط التفلورية للنيوديميوم في الـ YAG يساوي ثلث اتساع الخطوط التفلورية في بلورة $CaWO_4$.
2. ان النطاقات الامتصاصية قرب المنطقة التحت الحمراء (المستويات $^4F_{3/2}$ و $^4F_{5/2}$ و $^4F_{7/2}$) ، تكون اقوى في الكارنيت بعامل مقداره ثلاثة ، مع شرط استخدام مصباح من نوع تنكستن كمصدر ضخ كفء .
3. تمتلك الكارنيتات garnets نوعيات بصرية وميكانيكية احسن من بلورات $CaWO_4$.

وكنتيجة لهذه الخواص الملائمة ، تم الحصول على تذبذبات مستمرة من قضيب Nd^{3+} - YAG ، طوله 3cm عند درجة حرارة الغرفة وباستخدام قدرة مقدارها 360W تدخل الى مصباح الاثارة الذي من نوع تنكستن . بينما يستلزم التشغيل المستمر لليزر من النوع $CaWO_4 - Nd^{3+}$ وتحت الظروف نفسها ، الى ثلاثة اضعاف هذه القدرة تقريباً . وتشتغل ليزر $YAG = Nd^{+3}$ ، على الانتقال $^4F_{3/2} \longrightarrow {}^4F_{11/2} \longrightarrow$ وبطول موجي مقداره 1.0648μm عند درجة حرارة الغرفة وبطول موجي مقداره 1.0612μ m عند الدرجة الحرارية 77°K . كما ويمكن استخدام انواع اخرى من الكارنيتات كمواد رئيسية ، الا انها لاتمنح الفوائد نفسها كما هو الحال مع YAG [8] .



شكل 5.5 تركيب مستويات النيوديميوم ، $^4F_{3/2}$ و $^4I_{11/2}$ في بلورة الياك YAG . (وتظهر الانتقالات التفلورية في المنطقة 1.06μ m بشكل خطوط شاقولية ؛ بينما تظهر الخطوط الليزرية كخطوط ثقيلة . مع العلم بأن القيم المبينة للطاقات فوق مستوى الهمود ، صحيحة عند الدرجة الحرارة 300°K) .

ويبين الشكل 5.5 ، الخطوط التفصيلية لمستويات الطاقة ذات الصلة لأيون Nd^{3+} في YAG . حيث يتبين تراكيب المستويات $^4F_{3/2}$ و $^4I_{11/2}$. ولأن الانتقالات التي تحدث مابين المستويات الثانوية sublevels لهذه المجموعات ، تكون مسؤولة عن الاشعة الضرورية من الناحية التقنية والتي تشكل اطوالها الموجية عنقود حول الطول الموجي 1.06μ m . ومن المعلوم بأن اهم الانتقالات التفلورية يبدأ من احد المستويات $^4F_{3/2}$ ، والذي يبعد بمقدار $88 cm^{-1}$ عند درجة حرارة الغرفة . كما تنتهي هذه الانتقالات عند المستويات الاربعة الواطئة من

مجموعة المستويات $^4I_{11/2}$ ، التي تنشطر الى ستة طرق انتقالية . وحينئذ يمكن ان نحصل بسرعة على التذبذبات الليزرية في الخط الطيفي 1 عند الطول الموجي 1.0648 µm وفي درجة حرارة الغرفة ، بينما يفضل عند الدرجة الحرارية 77°K ، الخط الطيفي 2 عند الطول الموجي 1.0612µ m . واما السبب الذي يؤدي الى هذه الازاحة في الطول الموجي مع درجة الحرارة فيكمن في حقيقة كون التراخ relaxation سريعاً فيما بين المستويات الثانوية $^4F_{3/2}$. ولذلك ، وعند الدرجات الحرارية الواطئة ، يتواجد عدد قليل نسبياً من الايونات في المستوى الثانوي العلوي . وبالطبع ، يفضل مثل هكذا تركيز ، الخط الطيفي 2 . بينما عند درجة حرارة الغرفة ، تزداد شعبية المستوى العلوي وعندئذ تكون الفائدة للخط الطيفي 1 ، لامتلاكه معدل انتقال زمني اضخم . وقد سبق وشوهدت مثل هكذا ازاحات في بلورات LaF_3 ، حيث يكون انفصال المستويات العلوية اقل مما هو في بلورة YAG [7] .

5.4 ليزرات النيوديميوم الزجاجية

Neodymium glass lasers

لقد اشتهر ايون النيوديميوم بسبب اظهاره انبعاثات مستحثة في حالة تواجده ممزوجاً في الزجاج . على الرغم من أنه ليس الايون الوحيد من الاتربة النادرة الذي يمكن استخدامه في الليزر الزجاجية . ومن الناحية التقنية ، يمكن اعتبار الليزر الزجاجية للنيوديميوم على انها الليزر الوحيدة التي يمكن ان تنافس ليزر الياقوت في النواحي التطبيقية التي تستلزم تصريف كمية كبيرة من الطاقة الاشعاعية في داخل حجم صغير وفي فترة زمنية قصيرة ، او في تلك التطبيقات التي تستلزم انتاج نبضة قصيرة وقوية وبشكل حزمة مسددة collimated beam .

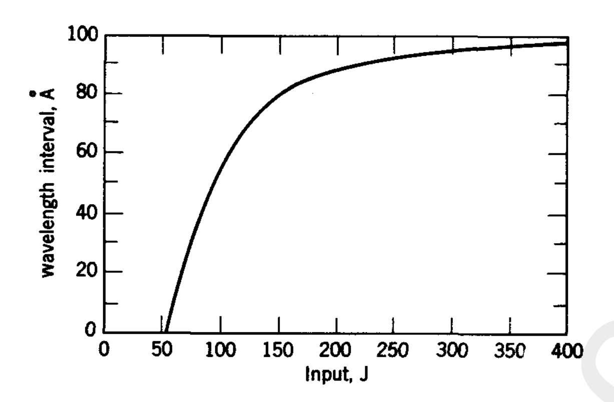
وحيثما تستخدم ليزرات النيوديميوم البلورية كادوات مهمة في مجال البحث العلمي فقط ، فاننا نرى بأن اضخم واقوى ليزرات النيوديميوم هي من النوع الزجاجي . ولقد تم اكتشاف هذا النوع من الليزرات في عام 1961 وذلك عندما نجح الباحث Snitzer [9] في الحصول على انبعاث مستحث باستخدامه تراكيز من النيوديميوم Nd^{3+} تتراوح من 2% الى 6% مندمجة مع مجموعة مختلفة من الزجاج ، اهمها زجاج الباريوم التاجي barium crown glass . وقد تم تصميم ليزرات النيوديميوم الزجاجية الأول من الياف رقيقة thin fibers قطرها 0.03cm وطولها يتراوح من 1 الى 7.5cm . ومن ثم غطيت هذه الالياف بزجاج اعتيادي

لايحوي النيوديميوم . ومع تقدم التقنية ، اخذت ليزرات النيوديميوم شكل الليزرات الياقوتية . فكانت عندئذ اقطار قضبان ليزرات النيوديميوم الاعتيادية بحدود الواحد سنتمتر . ويكون عمل وتصنيع قضبان زجاجية ضخمة اسهل من عمل القضبان الياقوتية ، ولهذا السبب تفضل مادة الزجاج بالنيوديميوم في الليزرات التي يكون غرضها الرئيسي تصريف انفجارات ضخمة من الطاقة large bursts of energy . وقد تم بناء ليزر نيوديميوم بطول 2m وقطر 38mm ، فكان بأمكان هكذا ليزر ان تصرف 5000J في نبضة واحدة . وتعتمد الطاقة الكلية التي يمكن توفرها في نبضة منفردة في ليزر النيوديميوم الزجاجية ، على حجم الليزر وعلى نوعية الاثارة . فمثلاً يمكن الحصول على خارج ليزري مقداره 100J تقريباً من ليزر حجمها $10 cm^3$ [10] .

ويتم تهييج الليزرات الزجاجية عن طريق أنابيب وميضية من الزينون . وقد تم بالفعل تصميم عدد من الأنابيب الوميضية خصيصاً لتهييج الليزرات الزجاجية الضخمة .

ويختلف الخارج الليزري من ليزر زجاجية عالية القدرة عن خارج ليزر بلورية معالجة بالنيوديميوم واطئة القدرة في عدة نواحي . فمثلاً تكون القيمة القصوى للأشعة المنبعثة من الليزر الزجاجية بحدود الطول الموجي $1.06 \mu m$ ، ويمتد الطيف بصورة عامة على مدى منطقة أكثر اتساعاً من تلك المنطقة المميِّزة لليزر البلورية . كما ويعتمد الأتساع الفعلي للمنطقة الطيفية على تصميم الليزر كجهاز مكبر وعلى درجة الاثارة . ويبين الشكل 5.6 ، التغيير في الاتساع الطيفي لحالة نموذجية . ومن المألوف ان نشاهد خطوط طيفية باتساع يفوق $100 \mathring{A}$ في ليزرات النيوديميوم الزجاجية عالية الأثارة .

ويمكن ان نشاهد في القدرة الخارجة من ليزر النيوديميوم الزجاجية ، نتوءات مسمارية spikes غير منتظمة اضافة للتذبذبات المنتظمة . والليزرات التي يتكون خارجها الليزري من نتوءات عشوائية التوزيع ، تنتج مجاميع من الخطوط الحادة تنتشر على مدى فترة الطول الموجي الموضحة في الشكل 5.6 . واما تلك الليزر التي تعطي تذبذبات مضمحلة ، فيتكون خارجها الطيفي الذي يقع فقط فوق حد العتبة ، من نطاق مفرد اتساعه عدد قليل من الأنكشتروم . وكلما عملنا على تشغيل هذه الليزر بقوة اكثر ، يزداد هذا النطاق بالشدة ، ولكن ليس بالأتساع . ومع الأستمرار في زيادة قدرة الضخ ، تظهر نطاقات جانبية على كل جانب من النطاق



شكل 5.6 الاتساع الطيفي في ليزر النيوديميوم الزجاجية كدالة لقدرة الضخ . وهو عبارة عن قياسات للباحث Snitzer [10] على ليزر زجاج الباريوم التاجي مع 6 wt % Nd_2 O_3 .

المركزي ، وتكون مزاحة بمقدار 8Å تقريباً . وكلما ازدادت قدرة الضخ اكثر ، تحركت النطاقات الجانبية مبتعدتاً عن النطاق المركزي . ومع الأستمرار بزيادة الضخ نحو الأعلى ، تظهر مجموعات اضافية من الأنطقة الجانبية تتحرك بعيداً عن المركز مع زيادة القدرة .

وان تفسير اطياف ليزرات القدرة هو عمل معقد جداً والسبب في ذلك هو حقيقة كون التسجيل الفوتوغرافي الناتج عن طريق المطيافية الأعتيادية يعمل على تسجيل الطاقة الكلية المتوفرة في مناطق ترددية مختلفة خلال الومضة الكلية ؛ أي انها لاتعمل على تسجيل التغيير الزمني خلال الومضة . وقد ظهر بواسطة مطيافية التحليل الزمني على أن التركيب الطيفي لليزر النيوديميوم الزجاجية ، يتغير ضمن الومضة الواحدة . بينما في حالة الليزر ذات النتوءات العشوائية ، فان خارجها الطيفي يتغير من نتوء الى نتوء آخر . واينما تواجدت الانطقة ، فانها كما تفعل الليزر ذات التذبذبات المضمحلة ، فان الأنطقة المتجاورة لاتشع في آن واحد . وتدل المتسلسلة الزمنية على احتراق ثقب ahole is burned في احد أجزاء الطيف ، يرافقه ازاحة الأنبعاث الى جزء مجاور .

ولقد تم أيضاً الحصول على تشغيل ليزر النيوديميوم الزجاجية في الأنتقال $^4F_{3/2} \longrightarrow {}^4I_{9/2}$ ، الذي ينتج أشعة طولها الموجي 9180Å ، وفي الأنتقال $^4F_{3/2} \longrightarrow {}^4I_{13/2}$ الذي ينتج أشعة بطول موجي 1.37 μm . وكما هو الحال في ليزرات النيوديميوم البلورية ، يعتمد تشغيل الليزر في هذه الانتقالات على حجب الأنتقال المفضل $^4F_{3/2} \longrightarrow {}^4I_{11/2}$ وذلك يتم باختيار ملائم من مرايا ذات

اعتماد ترددي frequency - dependent mirrors . وعلاوة على ذلك ، يجب تبريد الليزر الى الدرجة الحرارية 77°K قبل امكانية الحصول على الخط الطيفي 9180°A .

وتكون عملية الحصول على التشغيل المستمر لليزرات النيوديميوم الزجاجية اصعب مما هي عليه في الليزرات البلورية والسبب في ذلك هو معامل التوصيل الحراري الواطىء للزجاج . ولكن يمكن الحصول على التشغيل المستمر في قضبان زجاجية ذات اقطار صغيرة وهذا يمكن حتى عند درجة حرارة الغرفة .

وان الفوائد الرئيسية للزجاج كمضيف ليزري تكمن في قابليته على التكييف من ناحية الحجم والشكل والنوعية البصرية الممتازة . بالاضافة الى وجود مرونة في بعض الخواص الفيزياوية . وخاصة في معامل الانكسار الذي يمكن تغييره من حوالي 1.5 الى 2.0 وذلك بانتقاء النوع الملائم من الزجاج . كما ويمكن ضبط معامل التغيير الحراري لمعامل الانكسار لكيما نحصل على فجوات بصرية optical cavities مستقرة حرارياً .

واما المضار الرئيسية للزجاج فتكمن في انخفاض معامل التوصيل الحراري الذي يفرض قيود معينة على التشغيل المستمر أو على التطبيقات التي تستلزم معدل زمني عالي من التكرارية high repetition rate .

وتنتج المضيفات الزجاجية خطوط طيفية أعرض من ما تنتجه المضيفات البلورية . وهذا يجعل الصعوبة أكبر في تحقيق حد العتبة والسبب يكمن في حاجتنا الى معامل تحويل أضخم ليعوض عن القيمة القصوى الواطئة لدالة الخط الطيفي . ومن جهة أخرى ، يعتبر التعريض العام للأتساع الطيفي مفيداً لأنه يساعد على امتصاص الجزء الأكبر من أشعة الضخ . كما ويفيد الخارج الطيفي العريض لليزرات الزجاجية في التشغيل المعروف باسم mode-locked والنبضة العملاق giant-pulse التي تعمل على انتاج سلسلة نبضية تتخللها مسافات متساوية ، وفترة بقاء النبضة الواحدة منها حوالي 10^{-11} sec (انظر الفصل السادس) .

وتعتبر الليزرات البلورية والليزرات الزجاجية مكملة بعضها البعض ، مع تفضيل استخدام الليزرات الزجاجية في التشغيل النبضي ذات الطاقة العالية ، وتشغيل الليزرات البلورية لأنتاج الموجات المستمرة والتطبيقات التي تستلزم معدلات تكرارية زمنية عالية .

5.5 المواد الليزرية الحساسة (المحفزة)

Sensitized laser materials

ان المضار المعروفة في الليزرات الأيونية ذات الأربعة مستويات هي استغلالهم غير الكفوء للطاقة الأشعاعية الساقطة عليهم. والسبب هو ان طيف أي واحد من أيونات الأتربة النادرة يغطي فقط جزءاً صغيراً من المنطقة المرئية ومنطقة قرب تحت الحمراء، بينما تعمل مصادر الضخ على تجهيز الطاقة البصرية بصورة ملائمة في معظم المناطق البصرية. وهكذا نرى، بأن الزجاج أو البلورة الحاوية على أيونات أحد عناصر الأتربة النادرة تكون شفافة لمعظم أشعة الضخ. اما اذا تواجد انواع عديدة من أيونات الأتربة النادرة في نفس البلورة، فعندئذ ستغطي انطقتهم الامتصاصية غير متشابكة nonoverlapping بصورة عامة، منطقة أوسع من الطيف، وستكون البلورة قادرة على احتجاز حصة أكبر من الطاقة الاشعاعية الساقطة حولها من مصدر الضخ. وبعدئذ ستكون المشكلة كالأتي: هل بالامكان تركيز الطاقة في واحد أو في عدد قليل من الخطوط الليزرية، أو هل بالأمكان ان نحصل على مجموعة من الخطوط الليزرية الضعيفة التي يمكن تشغيلها بصورة مستقلة في البلورة نفسها؟

وان ظاهرة التفلور المحفز في البلورات الحاوية على أكثر من نوع واحد من الشوائب كانت معروفة لبعض الوقت. فقد استعرضت هذه الظاهرة امكانية نقل طاقة الأثارة من احدى الشوائب والى اخرى، وليس بواسطة انبعاث ضوئي من قبل الشائبة الاولى وامتصاصه من قبل الثانية فقط، بل أيضاً بواسطة العملية اللاشعاعية، تلك العملية التي تتضمن بعض الترابط coupling مع ذرات الشبيكة البلورية. ونرى في الحالات التي تنتقل فيها الطاقة بهذا الشكل، بأن الفروق البسيطة بالطاقة بين تلك المستويات المتوفرة في النوعين من الشوائب يمكن أن تعبر عن طريق تبادل الفونونات phonons؛ واعني بذلك، بواسطة طاقة الاهتزازات الشبيكية. فالامتصاص للطاقة البصرية الساقطة من قبل أحد الايونات، وانتقاله الجزئي ثم اعادة انبعاثه في شكل تفلور من قبل ايون من نوع اخر هو مايسمى بالتفلور المحفَّز Sensitized fluorescence. فالأيون الذي يمتص الطاقة ومن ثم يعبرها الى الايون الثاني يسمى مستثير الحفز Sensitizer؛ والايون المستلم للطاقة يدعى بالمنشط activator.

ويجب ان نذكر بأنه عندما تتواجد ايونات الشوائب في البلورة بتراكيز ضخمة، تحدث عندئذ ظواهر تعاونية؛ مع العلم بأن الطيف الانبعاثي والطيف

الامتصاصي للبلورة هو ليس المجموع الجبري لأطياف البلورات الحاوية على ايون منفرد من ايونات الشائبة . وكنتيجة للتعاون بين الازواج من الايونات ، تظهر الخطوط الطيفية التي تسمى بخطوط القمر الصناعي N_1 (7041 Å) و N_2 (7009 Å) في الياقوت الاحمر . ولقد اتبعنا في المناقشة التي ستتم هنا ، طريقاً معيناً جعلنا ان نحصر انفسنا في الحالات التي تكون فيها التأثيرات التعاونية بين ازواج الايونات صغيرة بحيث يمكن اهمالها على اساس تواجد الايونات بتراكيز قليلة او على اساس كون قوى الافعال المتبادلة بين الايونات المتجاورة صغيرة .

وقد تم استخدام ظاهرة التفلور المحفَّز ، او ظاهرة الطاقة المنتقلة بين ايونات ذرات مختلفة ، اولاً في عام 1963 ، كواسطة لتقليل التشعيع اللازم للتذبذبات الليزرية في ايونات الثاليوم thulium والهولميوم holmium . ولقد استعرض جونسون ومساعديه [11] في مختبرات بيل تلفون ، على ان انبعاث الخط التفلوري 1.9 μ m في ايون Tm^{3+} المندمج في بلورات $CaMoO_4$ يقوى ويتعزز عندما يضاف تركيز قليل من الاربيوم erbium الى البلورة عند التحضير . وقد كانت النسب التالية من الشوائب ، Tm (0.25%) و Er (0.75%) ، بشكل جعل الطيف الامتصاصي للبلورات الحاوية على كلا النوعين من الايونات يشبه ببساطة الطيف الناتج عن تراكب الاطياف الامتصاصية الناتجة من بلورات تحوي نوعاً واحداً من هذه الشوائب . وفوق كل ذلك ، يزداد انبعاث الاشعة التفلورية للثاليوم thulium والسبب هو الطاقة الممتصة عن طريق الاربيوم erbium ، الذي يقلل ويخفض حد العتبة اللازم لتحقيق التذبذبات الليزرية عند 77°K بعامل مقداره 3 . ويحدث انتقال في الاثارة مشابه لما سبق في بلورات $CaMoO_4$ المعالجة مع شوائب Er (0.75%) و Ho(0.50%) . ويقوى ويتعزز تفلور الهولميوم بكثرة عند وجود الاربيوم معه والسبب في ذلك هو انخفاض الطاقة اللازمة للتذبذبات الليزرية عند الدرجة الحرارية 77°K بعامل مقداره 2 تقريباً .

وبعد النجاحات الاولية في استخدام بلورة $CaWO_4$ ، كبلورة رئيسية ، وجد انه بالامكان الحصول على انتقالات في طاقة الاثارة في بلورات رئيسية اخرى . وكمثال لذلك ، يعتبر كارنيت الالمنيوم اليتريوم (YAG) والزجاج بشكل خاص مواد رئيسية مضِّيفة ملائمة في الليزرات التي تستخدم مجاميع متعددة من ايونات الاتربة النادرة [5,10,12] . ففي مثل هذه المواد ، تنتقل طاقة الاثارة من Er و Yb و Tm الى Ho ، ومن Nd الى Yb . وبامكاننا الحصول على ليزر بكفاءة عالية وذلك باستبدال الثلاث ذرات من اليتريوم في YAG بالتشكيلة التالية : $Y_{1.25}\ Er_{1.5}\ Tm_{0.2}\ Ho_{0.05}$. وعندئذ يحدث التذبذب الليزري في خطوط الهولميوم الطيفية : 2.123 و2.129 μ m عند الدرجة الحرارية 77°K . ولقد تم الحصول

عند هذه الدرجة الحرارية على خارج مستمر بقدرة 15W مع اثارة متميزة تستخدم 300W كقدرة داخلة لمصباح من التنكستن [12] . وقد حققت هذه الليزر كفاءة أكبر بمقدار 5% من كفاءة ليزر تستخدم ايون منفرد .

ويعتبر اوكسيد الاربيوم (Er_2O_3) بلورة مضيفة مهمة في الليزرات التي تستخدم تفلور ايونات Ho^{3+} و Tm^{3+} . ولقد بيّنا الباحثين Soffer and Hoskins بأنه يمكن اعتبار ايونات Er^{3+} للبلورة الرئيسية كواسطات intermediaries كفوءة جداً لعملية ضخ الاثارة لمنشطات الاتربة النادرة الاخرى [13,14] . كما ويمكن بسهولة استبدال ايونات Er^{3+} بايونات Ho^{3+} و Tm^{3+} في اوكسيد الاربيوم حيث تمتلك هذه الايونات تقريباً نصف القطر الايوني نفسه . ويمتلك الأربيوم عدداً من الانطقة الامتصاصية القوية في المنطقة التي تتوفر فيها مصادر الضخ البصري . وقد تم عملياً اثبات انتقال الطاقة من الانطقة الواقعة قرب الاطوال الموجية 0.49 و 0.53 و 0.66 و 0.81 و 0.95 و 1.5 μ m . وبالاضافة لذلك ، الحصول على كفاءة ممتازة من بلورات Er_2O_3 الحاوية تراكيز من Ho تتراوح من 0.5 الى 5% . كما تم الوصول الى حد العتبة الليزرية بتجهيز طاقة مقدارها 5J كداخل للمصباح الوميضي الحلزوني من الزينون المستخدم لاثارة بلورة طولها 12mm عند الدرجة الحرارية 77°K . واما الطول الموجي للخارج الليزري في ليزر الهولميوم Ho فيساوي 2.1 μ m ؛ بينما الطول الموجي لخارج ليزر Tm هو 1.93 μ m . وفيما بين هذه المواد الزجاجية الليزرية التي تشتغل بنقل الاثارة ، تمت دراسة مجاميع الايونات Yb^{3+} و Nd^{3+} و Er^{3+} بشيء من التفصيل [10] . ويحدث انتقال الطاقة هنا من Nd الى Yb ومن Yb الى Er . فعند اللحظة الاولى ، نحصل على انبعاث ايون Yb باطوال موجية هي 1.015 و 1.06 μ m ؛ وبعد ذلك ، نحصل على انبعاث ايون Er عند الطول الموجي 1.54 μ m . ولم يكن بالامكان الحصول على تحسينات تذكر في كفاءة هكذا ليزرات تكونت من خليط من الايونات والزجاج ، باستثناء ماظهروا من بعض الخواص التي ربما تمنح بعض الفوائد في تطبيقات المكبرات . وقد تم ايضاً انشاء ليزرات زجاجية مع ايون اليورانيل Uranyl $(UO_2)^{2+}$ كمستثير للحفز sensitizer ، ومع النيوديميوم او اليوربيوم europium كمنشطات activators . [15، 16]

وفي الختام ، ربما يكون من المفيد ان نعيد مرة ثانية شرح آلية انتقال الطاقة بين الايونات المختلفة . فمثل هذا الانتقال يحدث عندما يبعث الايون الاول اشعته (عن طريق التفلور) لتمتص بعد ذلك من قبل الايون الثاني ، او بامكان الطاقة

ان تنتقل بواسطة الترابط coupling الموجود مابين الايونات وجيرانهم . ويدعى هذا الانتقال الاخير بالانتقال اللا اشعاعي ؛ ولربما يتضمن تحويل بعض من طاقة الاثارة الى طاقة تحريكية للجزيئات (طاقة حرارية) . وعملياً ، يمكننا ان نحدد اية الاثنتين هي المتغلبة ، آلية الطاقة الاشعاعية او الا اشعاعية وذلك باستخدام الطريقتين التاليتين : اولاً ، يمكننا استخدام مرشح بصري ملائم ومن ثم اثارة فقط الايون المسمى بايون مستثير الحفز Sensitizer ، ويتم هذا باستخدام نموذج رقيق بصرياً كمثل طبقة رقيقة من المسحوق . وبسبب هروب الاشعة التفلورية في جميع الاتجاهات ، فان اثارة المنشط activator في هذا النظام تنتج بصورة كبيرة عن طريق الانتقال اللا اشعاعي . ثانياً ، بامكاننا قياس المعدل الزمني للانحلال التفلوري لمستثير الحفز في حالة وجود وعدم وجود المنشط . وسنلاحظ بأن المعدل الزمني للانحلال التفلوري لايتأثر بالانتقال الاشعاعي للطاقة ، بينما الانتقال اللا اشعاعي يقصر مدى العمر التفلوري في مستثير الحفز . وعلى الرغم من ان هذه القياسات صعبة نسبياً وتتضمن تعليلاتها الكمية العديد من التعقيدات ، الا انها تدل وبوضوح على انه في المواد المذكورة اعلاه ، يكون انتقال الطاقة فيها من النوع اللا اشعاعي .

References

المراجع

1. P. P. Sorokin and M. J. Stevenson, Stimulated infrared emission of trivalent uranium, *Phys. Rev. Letters,* **5,** 557–559 (1960).
2. P. P. Sorokin and M. J. Stevenson, Stimulated emission from $CaF_2:U^{3+}$ and $CaF_2:Sm^{2+}$, *Advances in Quantum Electronics,* J. R. Singer, Ed., Columbia University Press, New York, 1961, pp. 65–76.
3. L. F. Johnson, Optically pumped pulsed crystal lasers other than ruby, *Lasers,* Vol. **1,** A. K. Levine, Ed., Dekker, New York, 1966, pp. 137–180.
4. Z. J. Kiss and R. J. Pressley, Crystalline solid lasers, *Appl. Opt.,* **5,** 1474–1486 (1966).
5. E. Snitzer, Glass Lasers, *Appl. Opt.,* **5,** 1487–1499 (1966).
6. G. H. Dieke and H. M. Crosswhite, The spectra of the doubly and triply ionized rare earths, *Appl. Opt.,* **2,** 675–686 (1963).
7. L. F. Johnson, Optical maser characteristics of rare-earth ions in crystals, *J. Appl. Phys.,* **34,** 897–909 (1963).
8. G. E. Geusic, H. M. Marcos, and L. G. Van Uitert, Laser oscillations in Nd-doped yttrium alumium, yttrium gallium and gadolinium garnets, *Appl. Phys. Letters,* **4,** 182–184 (1964).
9. E. Snitzer, Optical masser action of Nd^{3+} in a barium crown glass, *Phys. Rev. Letters,* **7,** 444–446 (1961).
10. E. Snitzer and C. G. Young, Glass lasers, *Lasers,* Vol. **2,** A. K. Levine, Ed., Dekker, New York, 1968.
11. L. F. Johnson, L. G. Van Uitert, J. J. Rubin, and R. A. Thomas, Energy transfer from Er^{3+} to Tm^{3+} and Ho^{3+} ions in crystals, *Phys. Rev.,* **133,** A 494–498 (1964).
12. L. F. Johnson, J. E. Geusic, and L. G. Van Uitert, Efficient, high-power coherent emission from Ho^{3+} ions in yttrium aluminum garnet, assisted by energy transfer, *Appl. Phys. Letters,* **8,** 200–202 (1966).
13. B. H. Soffer and R. H. Hoskins, Energy transfer and cw laser action in Tm^{3+}: Er_2O_3, *Appl. Phys. Letters,* **6,** 200–201 (1965).
14. R. H. Hoskins and B. H. Soffer, Energy transfer and cw laser action in Ho^{3+}: Er_2H_{O3}, *IEEE J. Quant. Electrcs.,* **QE–2,** 253–255 (1966).
15. H. W. Gandy, R. J. Ginther, and J. F. Weller, Radiationless resonance energy transfer from UO_2^{2+} to Nd^{3+} in coactivated barium crown glass, *Appl. Phys. Letters,* **4,** 188–190 (1964).
16. L. G. DeShazer and A. Y. Cabezas, Large energy transfer from uranyl to europium ions in glass, *Proc. IEEE,* **52,** 1355 (1964).

٦

توليد النبضة العملاقة والتكبير

Giant-pulse generation and amplification

6.1 مبادىء تقنية الـ Q-Switching

يعد النبضان غير المنتظم في الليزر عامل ازعاج كبير في كثير من التطبيقات العملية ، وبشكل خاص في مجال المواصلات communications ، حيث يكون لعامل التوقيت والسيطرة على دالة الشدة intensity envelope اهمية بشكل خاص . ولحسن الحظ ، يمكننا ان نمحو هذه الاضطرابات وفي الوقت نفسه ان نزيد وبصورة كبيرة ، الشدة القصوى وذلك بتنظيم السيطرة على عملية اعادة التوليد regeneration في الليزر . وقد اقترحت هذه الطريقة في السيطرة ، اولاً من الباحث Hellwarth [1] . وتم انجازها عن طريق فصل (ابعاد) العاكسات عن البلورة الياقوتية ومن ثم ادخال مغلق shutter سريع بين البلورة الياقوتية واحدى العاكسات . فعندما يكون المغلق مقفلاً ، نستطيع بناء وتجميع الاثارة في الياقوت الى درجة عالية فوق حد العتبة مقارنة فيما لو كان المغلق مفتوحاً . ولهذا ، يحفظ المغلق مقفلاً حتى تصل الاثارة مستوى عالي؛ وعندما يفتح ، تتجمع الاشعة بصورة سريعة وتفرغ كل الاثارة الفائضة في زمن قصير جداً . وتكون شدة النبضة القصيرة الناتجة ، كبيرة تفوق تلك النبضة الناتجة من ليزر اعتيادية وميضية بعدة مراتب عشرية . وبسبب قدرة النبضة الفائقة ، تدعى الومضة الناتجة بهذه الطريقة بالنبضة العملاق giant pulse .

وقد بينا في المقطع 3.1 ، بأن الليزر تصل عتبة التذبذبات عندما تصل قيمة المقدار «α» ، واعني التكبير لكل وحدة الطول ، القيمة التالية

$$\alpha = \gamma/L \qquad (1.1)$$

حيث «γ» هي الخسارة الجزئية في الاشعة في سفرة مرور واحدة خلال الليزر ، والمقدار L هو طول المادة الفعالة . كما تتناسب الكمية «α» تناسباً طردياً مع

الشعبية المعكوسة $N = N_2 g_1 / g_2 - N_1$. وعندما يجري ضخ الليزر بصرياً ، تزداد قيمة N ، الا ان التذبذب الليزري لايبدأ حتى تصل الشعبية المعكوسة قيمة العتبة التي تعطى بالعلاقة (1.1) . وعند الوصول الى هذه النقطة ، يجري بناء الكثافة الاشعاعية بصورة سريعة وتشرع الانتقالات المستحثة بمعدل زمني متزايد الى ان تُستنفد الشعبية المعكوسة وتصبح المادة الليزرية تحت حد العتبة . وهكذا فان الشعبية المعكوسة القصوى التي يمكن الوصول اليها ، يتم السيطرة عليها عن طريق السيطرة على معدل الخسارة الزمني لليزر .

ويمكن ان ننظر الى الليزر باعتبارها مذبذب oscillator ، حيث يتكون من جهاز تضخيم amplifier مع جهاز للتغذية الاسترجاعية feedback . فاذا ماعتبرت بهذا الشكل ، يكون شرط التذبذب مرتكزاً على ان الربح في المضخم يجب ان يتساوى على الاقل مع مجموع الخسارات التي تصادفنا في المنظومة . وغالباً مايوصف المعدل الزمني للخسارة بعامل النوعية Q (انظر المقطع 3.6) . فأي اضطراب يعمل على تقليل عامل النوعية فانه يزيد ٪ـ وبالتالي ، يزيد الشعبية المعكوسة التي تبدأ عندها التذبذبات . وبسبب هذه العلاقة المتبادلة ، دعيت التقنيات التي تُستعمل لتأخير بدء التذبذبات الليزرية وذلك بزيادة الخسارات اضطرارياً ، بتقنية Q-switching او بتقنية Q-spoiling . (اتلافية عامل النوعية) .

ويمكن انجاز طريقة Q-switching ، وذلك بتغيير انعكاسية احدى المرايا عن طريق ادخال او إزالة حاجز diaphram ، او بتغيير مسارات الاشعة بين المرايا ، او بتغيير شفافية المادة الفعالة ضمن التجويف الليزري . فما يحدث هنا بالحقيقة ، هو تغيير نسبة الربح الى الخسارة . ولذلك يمكن انجاز عملية التشغيل المفاتيحي switching بزيادة الربح بصورة فجائية ، وهذا مافعله الباحثان McClung و Hellwarth ، في تجاربهم الاصلية والتي سنأتي على وصفها في المقطع التالي . ويستوجب الانتاج الكفوء لنبضة ضخمة مفردة ، ان تكون عملية Q-Switching سريعة مقارنة بمدى عمر الفوتون ضمن التجويف وانَّ الزمن اللازم للتشغيل المفاتيحي من عامل نوعية منخفض الى عامل نوعية عالي ، يجب اختياره بطريقة تؤكد امكانية تجميع أكبر شعبية معكوسة في داخل المادة الفعالة .

والنتيجة النموذجية لتجربة Q-switching الناجحة هي شطب العديد من النبضّان غير المنتظم والذي يستغرق فترة زمنية تقدر بحوالي 0.5 msec في حالة الياقوت ، وظهور نبضة مفردة أمدها اقل من $0.1\ \mu$ sec وذات شدة تقدر قيمتها القصوى على الاقل بالآف المرات أكبر من معدل قدرة النبضة السابقة .

ولنفرض الان بأنه بمقدورنا تغيير انعكاسية احدى مرآيا الليزر بصورة سريعة . ولنجعل انعكاسية المرآة الاخرى تساوي عملياً واحداً . ونستعمل المرآة ذات الانعكاسية المتغيرة كمنفذ للخارج الليزري . فكيف يمكننا الان تغيير انعكاسية منفذ الخروج لكيما نحصل على نبضة قصيرة باكبر قدرة متوفرة؟ اولاً ، سوف نختار انعكاسية منخفضة نسبياً . حيث يوفر لنا هذا الشرط ، تجويفاً بعامل نوعية منخفض ، يساعدنا على تجميع شعبية معكوسة عالية بدون تذبذبات بدئية Starting oscillations . وبعد ذلك نفتح الانعكاسية الى قيمة اعلى ، اي نزيد عامل النوعية Q ، فيتسبب هذا في بناء الكثافة الاشعاعية الى قيمة عالية في داخل الليزر . وعلى الرغم من صعود الكثافة الاشعاعية الى قيمة عالية جداً ، سيكون مدى عمر الفوتونات داخل الليزر طويلاً وذلك يعود الى الانعكاسية العالية ، وسوف لايكون بمقدرة الاشعة ترك الليزر بمعدل زمني سريع . وهكذا سنحصل على نبضة تصعد سريعاً وتضمحل بصورة بطيئة . ولكيما نحصل على فيض اشعاعي ضخم خارج الليزر ، علينا بتحرير الاشعة بصورة اسرع مما هو ممكن في حالة وجود مرآة ذات انعكاسية عالية . وان الهدف من انتاج نبضة قصيرة بأعلى قيمة قصوى للشدة ، يدعونا الى تغيير ثانٍ : وهو ان نبرمج حدوث انخفاض الانعكاسية عندما تصل الكثافة الاشعاعية ضمن الليزر قيمتها القصوى . وقد اقترح هذا النوع من المفتاح الثنائي double switching من قبل Vuylsteke [2] . ويدعى تشغيل الليزر بهذه الطريقة بالصيغة الارسالية النبضية (PTM) pulse transmission mode . ويتم توليد معظم النبضات العملاق بواسطة التشغيل ذات المفتاح المنفرد single switching .

ان تقنية اتلافية عامل النوعية Q-spoiling ، طوّقت عمليات مختلفة ، اعتمدت معظمها على تطبيق اشارة خارجية او اجراء تداخل لتغيير عملية اعادة التوليد للتجويف الليزري . وقد استكملت هذه التقنيات من النوع Q-switching الموقوتة والمسيطر عليها بصورة خارجية ، بالتقنية الجديدة التي استثمرت صفة التبييض bleanching للصباغ المشبعة saturable dyes . فصعود الفيض الضوئي داخل الليزر ، له القابلية على تقليل امتصاصية محاليل صباغية معينة يتم وضعها في التجويف الليزري . والانخفاض المفاجيء للامتصاص ، له التأثير نفسه كما لو اننا نزيل حاجزاً من طريق الحزمة الضوئية . فعندما يتم ضبط هذه الليزرات الحاوية على الصباغ المشبعة بصورة جيدة ، فانها تعمل على قدح نفسها لتبعث بنبضة عملاقة او بسلسلة من النبضات العملاقة . وستكون التقنيات المختلفة من Q-spoiling هي موضوع المقطعين التاليين . ومن الناحية العملية ، يتم تطبيق هذه التقنيات بصورة متكررة لتوليد نبضات من الليزرات الياقوتية وليزرات النيوديميوم . وقد تم

بواسطتها رفع المستوى الاقصى للقدرة البصرية المتوفرة من ليزر منفردة من منطقة الكيلو واط الى منطقة الميكا واط . اما في مجاميعها مع المضخمات وتقنيات تحديد النبضة pulse sharpening techniques ، فقد كان بالامكان الحصول على مستويات قدرة تقع في مدى الكيكا واط .

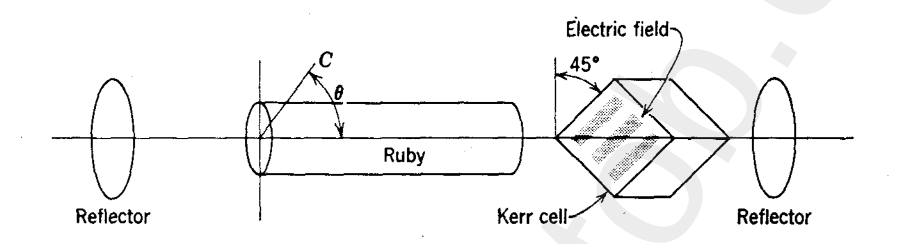
والشيء الاساس في نجاح تقنية Q-switching ، يكمن في امكانية خزن كمية ضخمة من الطاقة في المنظومات الذرية المتهيجة لفترة زمنية معقولة المدى ، ولنقل واحد ملي ثانية . فهذا الشرط نصادفه في الليزرات الصلبة المعروفة ، ولكن ليس في الليزرات الغازية الذرية والايونية ، والسبب لأن أزمان الاضمحلال الآني في الليزرات الاخيرة تكون بصورة عامة قصيرة جداً . بينما نرى ان هذا الوضع يكون ملائماً اكثر في الليزرات الغازية الجزيئية ، وبشكل خاص ، في ليزر CO_2 ، حيث يكون مدى العمر للمستوى الليزري 4 msec تقريباً . كما ان الليزر من نوع CO_2 المصممة اعتيادياً للتشغيل الموجي المستمر ، يمكن ان تشغَّل مفتاحياً Q-switched بمعدل زمني سريع عن طريق استخدام عاكسات دوارة . وعلى الرغم من ذلك ، فان التطبيق الرئيسي لتقنيات Q-switching هو في الليزرات الصلبة . ولهذا السبب ، ستكون مناقشتنا لهذه التقنية متصلة مع الفرضية الاساسية والتي سيتم تطبيقها على الليزر الياقوتية او ليزر النيوديميوم .

6.2 تقنيات الـ Q-switching الظاهرية
External Q-switching techniques

التشغيل المفتاحي الكهروبصري .

لقد انشأت اول ليزر ياقوتية تم تشغيلها مفتاحياً بنجاح في عام 1961 في مختبرات بحوث هيوز [3] . وقد استخدم الباحثان McClung and Hellwarth في تجاربها الاولية مغلق كهروبصري . الذي يعمل حين اغلاقه ، على ان يلاشي وبصورة كبيرة الربح الكائن في الليزر . كما استثمر مشروع التشغيل المفتاحي ظاهرة الاستقطاب الطبيعية المفضلة للانبعاث المستحث للياقوت والذي يمكن مشاهدته عندما لاينطبق المحور البصري للبلورة الياقوتية مع محور الاسطواني ذاتها . ويكون الربح اضخم في البلورة الياقوتية المتهيجة عندما يكون المتجه الكهربائي للاشعة الساقطة عمودياً على المحور البصري . وحينئذ يمكن انجاز التشغيل المفتاحي لعامل النوعية بواسطة الجهاز الموضح في الشكل 6.1 . حيث يستخدم خلية كير

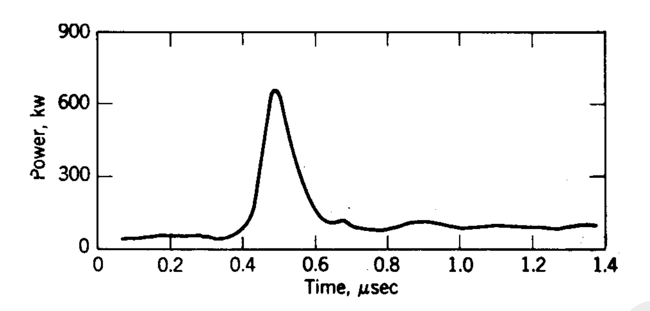
Kerr cell من النيترو بنزين، توضع مابين احدى العاكسات المفصولة والقضيب الياقوتي بحيث يكون اتجاه تطبيق مجالها الكهربائي يصنع زاوية مقدارها °45 مع مستوِ الاحداثي c للبلورة الياقوتية . فعندما يدور المجال الكهربائي لخلية كير بمقدار ربع طول موجته ، يدور استقطاب الضوء الليزري المار خلال الخلية مرتين بمقدار °90 عن المستوِ المفضل للاستقطاب . وفي هذا الوضع ، يكون الربح في المرور العكسي منخفضاً ، ويكون اعادة التوليد الاجمالي ليس كافياً لاستحداث التذبذبات الليزرية ، مالم تصل الاثارة الى مستوى اعلى بكثير مما نحتاجه للتذبذبات في حالة غياب خلية كير .



شكل 6.1 شكل تخطيطي لجهاز ليزر النبضة العملاق مع خلية كير Kerr cell .

وعندما يراد انتاج نبضة عملاقة مفردة ، تنشّط خلية كير ، ومن ثم يُقدح مصباح الاثارة الوميضي ، وبعد مرور حوالي 500 μ sec ، تطفأ خلية كير فجأة . ويمكن استعادة الشكل النبضي والتوقيت النبضي الحاصل في هكذا حالة مرة ثانية بنفس الطريقة . ويبين الشكل 6.2 رسم تذبذبيّ نموذجي لمثل هذه النبضة . وقد كانت الشدة القصوى الكلية المسجلة في التجارب الاولية للباحثين McClung and Hellwarth هي 600 kW باستخدام اسطوانة ياقوتية طولها 3 cm وقطرها 0.9 cm . وهذا الرقم بالطبع يتميز عن القيمة القصوى 6 kW المنتجة بدون العاكس النبضي وعلى اسطوانات من الحجم نفسه تقريباً . وان تسمية "النبضة العملاق" هي تسمية عادلة وذلك للزيادة المدهشة في القدرة الناتجة بواسطة هذه التقنية . وخلال فترة سنتين من بداية التجارب الاولى ، عَبَرَت النبضات العملاقة بمستوى قدرتها المدى 100 MW .

يحتاج تشغيل خلية كير الى مصدر فولتية ذات تيار مباشر قوته الدافعة 10 kV تقريباً ، الا انها لاتصرِّف تياراً كهربائياً يذكر . فعندما نرغب بتشغيل مفتاحي سريع ، نحفظ المغلق مقفلاً مع تطبيق فولتية على الخلية ، ومن ثم نفتح



شكل 6.2 رسم تذبذبيّ لنبضة عملاقة متولدة في ليزر مجهزة بخلية كير .

المغلق بايصال صفيحتي الخلية مع بعضها سلكياً short-circuiting . وفي هذه الطريقة ، يمكن انجاز التشغيل المفتاحي في 5 nsec ، ويعتبر هذا الوقت اقصر بكثير من الوقت اللازم لانبعاث النبضة .

وان المغلق الموضح هنا لايعتبر مغلقاً كاملاً بمعنى الكلمة ، اي انه يوقف الفعالية الليزرية بغض النظر عن مقدار مستوى الاثارة . فهو يزيد فقط حد العتبة التي تبدأ عندها التذبذبات ، ولان عند المستويات العالية من الاثارة سيحدث التكبير في جميع الاتجاهات المستقطبة . ومع ذلك ، يتأخر بدء التذبذبات الى ان يُبنى مستوى عالٍ من الاثارة بحيث لايمكن بناءه بدون المغلق . وعندما يفتح بعد ذلك المغلق تفرغ حالاً كل الاثارة الزائدة عن حد العتبة . ويمكن انشاء مغلق كهروبصري مطلق عن طريق اشراك موشور كلان ثومسون Glan-Thomson prism بين القضيب الليزري وخلية كير . فمع هذه الاضافة يمكن بناء وتجميع مستوى اثارة ذات درجة اعلى بكثير مما لو استخدمنا مغلقاً يستند على الاستقطابية المفضلة في الياقوت فقط .

وان موشور كلان ثومسون ، هو عبارة عن ترجمة محسَّنة لمستقطب نيكول التقليدي . فهو يسمح للضوء المستقطب باحد الاتجاهات على المرور خلاله ، ويحرف الضوء المستقطب بزاوية 90^0 من الاتجاه المفضل الى مسار آخر . ونحن نعلم بأن المستقطب الاعتيادي هو عبارة عن مُلْصَق من موشورين اثنين ، كما يكون الملاط cement مُعرَّض دائماً الى العطب والانهيار بفعل الكثافة الاشعاعية العالية ؛ ولهذا السبب وجب انشاء مستقطبات خاصة تستخدم في الاعمال ذات القدرة العالية .

وقد استثمر تطبيق التشغيل المفتاحي بواسطة خلية كير في أنواع كثيرة من الليزرات ، وليس الياقوتية منها فقط . وعند تشغيل الليزر مفتاحياً بدون المميزات

الاستقطابية المفضلة ، يجب في مثل هذه الحالة دائماً ، استخدام موشور استقطابي .

ونلاحظ انه اذا ترك المغلق مفتوحاً ، واستمرت ومضة الاثارة بعد انبعاث النبضة العملاقة ، الى فترة زمنية طويلة تكفي للوصول الى شرط العتبة ، فما سيحدث هو ان الليزر ستنكسر الى النبضان الاعتيادي الذي يحدث في حالة غيابْ المغلق عن الجهاز . وهكذا اذا كان المراد بالاساس انتاج نبضة واحدة فقط ، فيجب قفل المغلق مرة ثانية . ولحسن الحظ ، لاتحتاج هذه العملية الى سرعة عالية ، وذلك لان زمن الاستعادة recovery time لليزر بعد انبعاث النبضة العملاقة يساوي على الاقل $10\,\mu$ sec ، وهو زمن كافٍ لغلق المغلق الكهروبصري كما ويعتمد زمن الاستعادة الى الحالة الابتدائية بعد انبعاث النبضة ، على طاقة النبضة نفسها . اي ان النبضات ذات الطاقة المنخفضة تحتاج بالتناسب الى زمن استعادة اقل .

التشغيل المفتاحي الميكانيكي

Mechanical switching

ان فكرة استخدام عجلة مثقبة دوارة rotating chopper wheel لفتح وغلق المسار البصري بين البلورة وواحدة من المرايا ، انبثقت تقريباً في نفس الوقت المبكر مع انبثاق فكرة استخدام خلية كير ذات الكلفة العالية . وقد استعرض الباحثان Collins and Kisliuk [4] ، امكانية تنفيذ مثل هذه المنظومة في عام 1962 .

وتكمن المضار الرئيسية لاستخدام المثقَّب الميكانيكي في بطء حركته . فلو دارت العجلة بمعدل 10,000 دورة في الدقيقة ، فسوف يمضي عشرات من المايكروثانية بين زمن شروع الثقب بكشف البلورة الياقوتية حتى يتم كلياً كشف وجه البلورة للضوء الليزري . وقد اقترح في حينه انه بالامكان انجاز تشغيل مفتاحي ميكانيكي اسرع بواسطة التركيز البؤري لاشعة الليزر ، مع وضع المغلق في المستوى البؤري . وهكذا ترتيب يمكن تشغيله فقط لمستويات قدرة واطئة والسبب يعود الى ظاهرة انهيار breakdown الهواء عند البؤرة فيما اذا شُغل عند مستويات قُدرة عالية .

ويمكن ايضاً انجاز التشغيل المفتاحي الميكانيكي السريع عن طريق تدوير احدى المرآيا او عن طريق استبدال واحدة من المرآيا بموشور عاكس كلياً دوَّار .

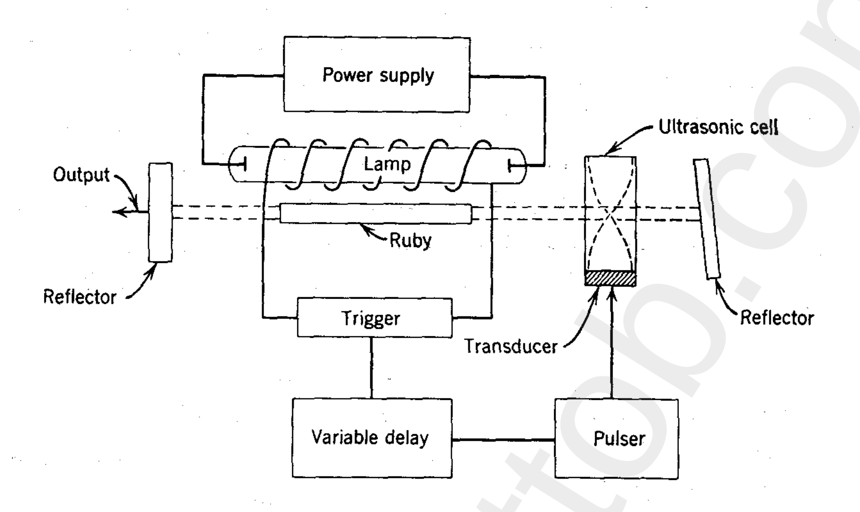
وان طريقة استخدام الموشور الدوار هي من اغلب الطرق الميكانيكية الملائمة لتوليد النبضات العملاقة. حيث يكون قدح الانبوب الوميضي متواقتاً Synchronized مع دوران الموشور فيحدث القدح بوقت مقدَّر قبل ان يصل الموشور وضعه العاكس.

الانحراف الصوتي Acoustic deflection .

وهي طريقة مهمة لاتلافية عامل النوعية Q-spoiling ، وتعتمد على انحراف الموجات الضوئية في مجال التموجات الفوق السمعية ultrasonic field . حيث يمكن انتاج مثل هذا المجال في خلية مائع موضوعة بين مرآيا الليزر . بحيث تنتقل الموجات الفوق السمعية باتجاه عمودي على مسار الضوء ؛ فينتج الانحراف للحزمة الضوئية من التضاغط والتخلخل المتناوب ، والذي يعمل على تغيير كثافة ومعامل انكسار المائع . ويبين الشكل 6.3 جهاز عملي للباحث De Maria وشركائه [5] . حيث نلاحظ من الشكل بأن العاكسات موضوعة بصورة غير متوازية ، لان احدى العاكسات تحيد عن اتجاهها الحقيقي (نسبة لاتجاهها في مقياس تداخل فابري پيرو) بزاوية صغيرة مقدارها 1 mrad تقريباً . وهذا الشذوذ عن صفة التوازي يؤدي الى عدم حدوث التذبذبات الليزرية على الرغم من توفر الضخ البصري . وعندما تصل شعبية المستوى العلوي قيمتها الملائمة من فوق الاشباع ، تثار الخلية الفوق السمعية بنبضة صدَّمية قصيرة الامد . ومع مرور الاشعة الآنية المنبعثة من القضيب الياقوتي خلال المجال الفوق السمعي ، تنكسر الحزمة ، وخلال فترة زمنية قصيرة ، تتوجه الاشعة باتجاه عمودي للعاكس المحيد offset reflector . وفي هكذا لحظة يكون المسار الضوئي مفتوحاً فتتكون النبضة العملاقة . ويمكن استخدام المغلق الفوق السمعي ultrasonic shutter ليس لتوليد النبضة العملاقة المفردة فقط وانما ايضاً لمزامنة synchronization النتوءات العشوائية في الخارج الليزري لاشارة ترددية خارجية ملائمة .

وتساعد التقنيات الخارجية من Q-switching ، الباحث العملي على تشغيل الليزر في اللحظة التي يختارها بنفسه . مع العلم بأن ادق سيطرة يمكن توفيرها تكون بواسطة خلية كير . وهذا بالطبع ، أكثر الطرق كلفة لانتاج النبضات العملاقة . كما ويمكن ممارسة طريقة ذات دقة اقل وذلك باستخدام المفتاح الدوار والحارفة الصوتية acoustic deflector . كما يمكن توليد النبضات العملاقة بواسطة جهاز سلبي ، واعني الخلية الامتصاصية المشبعة ، وذلك مقابل جزءٍ صغيرٍ من الكلفة اللازمة لانشاء اجهزة يسيطر عليها خارجياً . ولكن زمن البدء Starting time

للنبضة الليزرية العملاقة المشغلة مفتاحياً بواسطة الماص القابل للاشباع ، لايخضع للسيطرة الدقيقة كما هو الحال مع مفاتيح السيطرة الخارجية .



شكل 6.3 سيطرة ليزرية بواسطة الخلية الفوق السمعية . ان زاوية حيود العاكس العمودي مُبالغ بها .

6.3 الماصّات القابلة للاشباع Saturable absorbers

على الرغم من امكانية ايقاف بدء النبضة العملاقة وذلك بوضع حاجز مناسب في التجويف البصري لليزر ، الا ان الشدة الاشعاعية في داخل التجويف تأخذ بالصعود الى قيم عالية كلما تقدمنا أكثر وأكثر بأثارة المادة الفعالة . ويكون بالامكان استخدام هذه الاشعة الصاعدة كأداة لثقب الحاجز وبالتالي الشروع ببدء النبضة العملاقة . وهذه الفكرة ، واعني فكرة ثقب الحاجز ، أدت اولاً الى انشاء مفاتيح لعامل النوعية Q-Switches ذات « الطلقة المفردة » ، والتي تم فيها تبخير طبقة معدنية رقيقة او تبييض قطعة زجاجية ملونة بواسطة الاشعة الآنية الصاعدة . وادى الامتداد الطبيعي لهذه الفكرة الى اكتشاف مفاتيح عامل النوعية التي تتكون من مرشحات زجاجية قابلة للتبيض عكوسة reversible bleachable ومن محاليل صباغية معاملات امتصاصها تقل بصورة موقتة عندما تتعرض الى اشعة شديدة جداً وذات تردد ملائم . وقد تطورت مفاتيح الماصات المشبعة بصورة آنية ومستقلة في مختبرات متعددة ، حيث بلغوا اهدافهم في اوائل ربيع عام

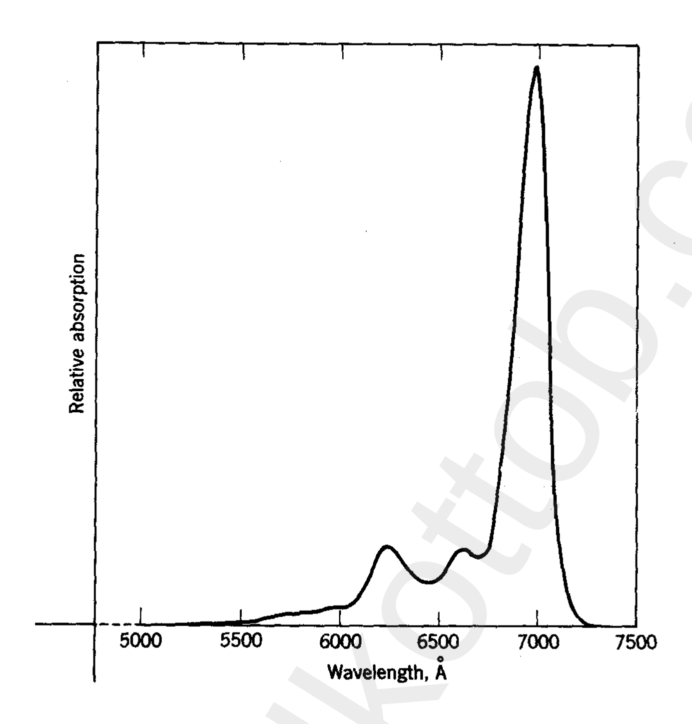
1964 [6-9] . وقد برهنت المحاليل الصباغية Dye solutions على انها افضل من الزجاج كمواد ماصة مشبعة . ويتكون المفتاح الصباغي dye switch من خلية زجاجية سمكها 1cm تقريباً توضع بين البلورة وواحدة من المرآيا ، ومملوءة بمحلول صباغي مناسب له القابلية على الامتصاص في المنطقة الطيفية للخارج الليزري . ولكيما نتجنب الانعكاسات التي لاتلزمنا ، تغطى السطوح النهائية للخلية او توضع الخلية بحيث تميل بزاوية معينة عن الاحداثي الليزري . ويمكن استخدام صبغة الكربتوسيانين المذابة في الميثانول او مجموعة من phthalocyanines المذابة في النيتروبنزين (محلول 10^{-6}M) كمفاتيح تشغيلية في الليزرات الياقوتية . كما تتوفر انواع اخرى من الصباغ ، تلائم التشغيل المفتاحي في ليزرات النيوديميوم [10] . ويضبط تركيز وطول الخلية الامتصاصية بطريقة تجعل الخلية قادرة على ارسال 50% تقريباً من الاشعة ، عندما تكون الكثافة الاشعاعية واطئة .

ويستند تبييض bleaching الصِبغة على اشباع الانتقال الخاص بواسطة الاشعة الشديدة للياقوت (او اية مادة فعالة اخرى) . ويتميز الطيف الامتصاصي لمعدن الفثالوسيانين في محلول ما بمجموعات شديدة من الانطقة . ويبين الشكل 6.4 احد هذه الانطقة . حيث تعود الخطوط الامتصاصية الى الانتقالات الالكترونية لحلقة الفثالوسيانين . حيث يؤثر الايون المعدني (الفلزي) الذي يحتل مركز الجزيئة في الموقع الحقيقي لقيم الامتصاص القصوى وعلى المعدلات الزمنية للتراخ relaxation rates التي تتحكم برجوع الصبغة الى ظرفها الاعتيادي في الامتصاص . ويكون زمن التراخ لصباغ الفثالوسيانين من نسق 5×10^{-9} sec بينما للصباغ من النوع Carbocyanines and polymethines ، يكون هذا الزمن من النسق 10^{-11} sec .

وان النبضة العملاقة التي يمكن الحصول عليها من ليزر تُشَغَّل مفتاحياً بواسطة ماص قابل للتبييض ، تشابه كثيراً تلك النبضة التي يمكن الحصول عليها بالطرق الاخرى من التشغيل المفتاحي . ويكون زمن بقاء النبضة عادة اقصر بعض الشيء عندما تشغل النبضة مفتاحياً بواسطة ماص قابل للتبييض bleachable absorber .

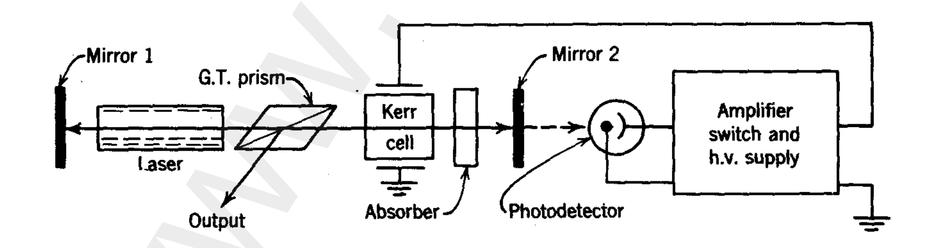
ويمكن استعمال خلية كير في مجموعة مع موشور كلان ثومسون وخلية امتصاصية قابلة للتبييض لانتاج تشغيل صِيَّغي ارسالي نبضي (PTM) . والرسم التخطيطي لانجاز هذا النوع من التشغيل مبين في الشكل 6.5 . مبدئياً تبقى خلية كير من دون اية طاقة ؛ ويبدأ تكوين النبضة عندما يبيض الماص كما هو الحال في التشغيل الاعتيادي للنبضة العملاقة . وعندما يبدأ تسرُّب الاشعة الى الخارج من خلال

المرآة 2 بالصعود ، تعمل الخلية الضوئية photocell على تنشيط مصدر الطاقة لخلية كير . ومع تنشيط خلية كير ، يدور استقطاب الاشعة المارة باتجاه موشور كلان ثومسون بزاوية مقدارها 90° ، مرغماً بذلك الاشعة لكيما تنحرف الى مسار



شكل 6.4 منحن الامتصاص كدالة للطول الموجي لمحلول مادة chloro aluminum phthalocyanine في chloronaphthalene .

الخارج الليزري .



شكل 6.5 تحقيق الصيغة PTM باستخدام ماص قابل للتبييض وخلية كير توجه بكاشف ضوئي photo detector

وتمتلك الماصات القابلة للاشباع تطبيقات مهمة في التقنية الليزرية . فهي تعزز بصورة انتقائية الاشارات القوية ؛ ويعني هذا ، انها تعمل كعناصر ممددة expander ، وهي تستخدم في انتاج النبضات الفوق القصيرة ــ وهذا الموضوع سيناقش في المقطع 6.7 .

6.4 المضخات الليزرية Laser amplifiers

على الرغم من ان العملية الاساسية التي يستند عليها الفن الليزري هو تكبير الضوء بواسطة الانبعاث المستحث للاشعة ، نرى ان مضخات الضوء لها وظيفة ثانوية في التقنية الليزرية . ويتركز الانتباه على مولدات الضوء التي هي بالحقيقة عبارة عن مضخات استرجاعية انتقائية التردد .

ولقد وصلنا بفهمنا في تشغيل المولدات الضوئية مستوىً معتبراً ، وحان الوقت لنناقش اجهزة تستند في عملها على الانبعاث المستحث وظيفتها الوحيدة هي تكبير الاشارة التي يتم تجهيزها من مصدر آخر . وقبل الدخول في وصف مثل هذه الاجهزة ، يكون من المعقول ان نفهم الاسباب التي تجعلنا ان نشغل الليزرات بالوظيفة الاضافية ، اي تشغيلها كمضخات ضوئية . وبكلام ادق ، علينا ان نوضح لماذا لاتستعمل الليزرات كمضخات لمستوى منخفض من الاشارات low-level signals كما هو متبع في نظيراتها الميزرات masers .

لقد قمنا في مامضى في المقطع 2.2 ، بعمل بعض المقارنات بين الميزرات والليزرات . وتبين من ذلك بأن الميزرات في المدى من الطول الموجي 1cm واطول ، يمكن ان تبنى كاجهزة ذات صيغة مفردة منخفضة الضوضاء ، بينما الليزرات المشتغلة باطوال موجية من نسق 10^{-3} cm واقصر تكوّن بصورة ذاتية اجهزة متعددة الصيغ عالية الضوضاء . والفرق الاولي في الميزات الضوضائية لهذه الاجهزة ينبع من حقيقة كون نسبة معاملات اينشتاين، التي تحدد معدلات الانبعاثات الانية والمستحثة ، تتغير طردياً كدالة للمقدار ν^3 . وبسبب هذا العامل ν^3 ، يزيد معدل الانبعاث الآني للاشعة في المنطقة المرئية وقرب تحت الحمراء على معدل الانبعاث المستحث ، حتى يتم الوصول الى كثافة اشعاعية عالية جداً . وبناء عليه ، يظهر بانه لافائدة من استخدام الليزرات كمضخات لأشارات منخفضة المستوى ، والسبب في ذلك هو انحجاب اشاراتها بواسطة الاشعة الآنية . وفي الحقيقة هذا الوضع هو وضع جداً متطرف ، لان الليزرات ليس فقط غير ملائمة في

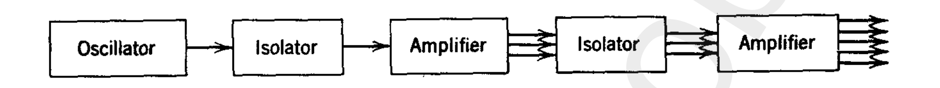
استخدامها كمضخمات للاشارة الضعيَّفة المستلمة من مصدر ضوئي بعيد ، بل انها غير ملائمة ايضاً للتشغيل عندما تصل الاشارة الداخلة مستوى يكافىء مستوى ذلك الخارج الليزري الذي يمكن الحصول عليه من ليزر الهليوم ـ النيوديميوم التي تشتغل بالنظام المستمر . وعلى الرغم من ذلك ، فان الاشارات الخارجة من الليزرات النبضية الصلبة ، ، تعتبر بمثابة اشارات داخلة input signals ذات قدرة كافية لتشغيل المضخمات الليزرية . وبالحقيقة ، ان خارج ليزر ياقوتية اعتيادية يكون كافياً كحد ادنى للتكبير بواسطة ليزر ياقوتية اخرى ، كما تحقق استنتاجه بواسطة تجارب الباحثين Kisliuk and Boyle [11] ، حيث قاما ببناء اول مضخم ليزري في عام 1961 . وقد حققت المضخات الليزرية اهمية عملية عندما استخدمت مقترنة مع ليزر ذات نبضة عملاقة . وهذا هو السبب في تضُّمن المضخمات في الفصل المتعلق بالنبضات العملاقة .

إن استخدام مجموعة متكونة من مضخم ليزري ومذبذب ، يمنحنا فائدة تفوق اقوى المذبذبات الليزرية ، وهذا مشابه لما موجود في علم الالكترونيات التقليدية : حيث من الممكن تصميم وتوجيه المذبذب ذات القدرة الواطئة بدقة اكبر مما هو ممكن لمذبذب له القابلية على توليد القدرات الضخمة . ويمكن بناء المذبذب الليزري Laser oscillator منخفض المستوى وذلك بحجز الاثارة لصيغ قليلة نسبياً . وعندئذ سينعكس الانتقاء الصيغي بدوره ، في اخراج حزمة ذات عرض او اتساع حزَّمي محـــدود ، ومستقطبـــة ، وذات انتقـــائيـــة ترددیـــة اعـــلى higher frequency selectivity . والمذبذب الذي يمتلك قدرة منخفضة لايتأثر نسبياً بالتقلبات الغير المرغوبة والناتجة من التغيرات في درجة الحرارة . واما المضخم الذي يتبع المذبذب فلا يحتاج ان يكون ذات انتقائية عالية ، ولكن يجب ان يقوم بتجهيز التكبير في المدى الترددي الحاوي على خارج المذبذب . ولكيما يشتغل النظام المتكون من المذبذب والمضخم بصورة مستقرة ، يكون من الضروري منع الاشعة المنبعثة بواسطة المضخم من الوصول الى المذبذب .

ويكون الربح للمضخم الليزري محدوداً والسبب هو ان المضخم الطويل جداً او المضخم المتهيج الى درجة عالية جداً ، يمكن ان يُدير نفسه الى مولّد نبضّي . ولهذا السبب ، وعندما نحتاج الى بناء نظام ليزري ذات ربح كبير جداً ، علينا بناءه من سلسلة متوالية من المضخات مع تحريم مرور الاشعة في الاتجاه العكسي .

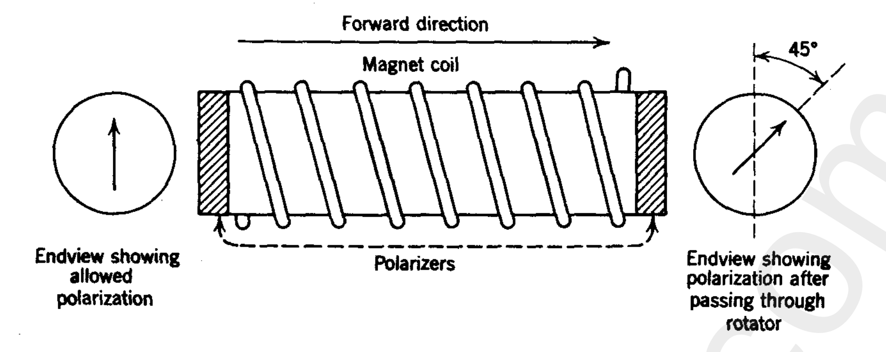
وان الجهاز أحادي الاتجاه unidirectional الذي يمنع مرور النبضة الضوئية في الاتجاه العكسي ، واعني باتجاه المتذبذب الليزري ، يدعى ''العازل isolator'' .

ولذلك نرى بأن النظام الليزري ذات الربح الكبير يتكون من متذبذب تتبعه سلسلة متوالية من المضخمات ، وكل واحد من هذه المضخمات مفصول عن العنصر الذي سبق بواسطة عازل isolator ، كما هو مبين في الشكل 6.6 . وقد تم تصميم مثل هذا النظام اولاً في عام 1962 من قبل الباحثين Geusic and Scovil [12] . والعوازل المتضمنة في مثل هذا المضخم الليزري ذات الموجة المتحركة traveling-wave laser amplifier ، هي عبارة عن اجهزة غير عكسية non reciprocal ، حيث تسمح بمرور الضوء في اتجاه واحد وبتوهين جداً قليل ، وتُوهِن الطاقة الضوئية المنتشرة في الاتجاه المعاكس . ويمكن توضيح بناء العازل من الرسم التخطيطي المتمثل في الشكل 6.7 . والمادة الفعالة للوسط الليزري هي عبارة عن مادة تكون شفافة في المنطقة الترددية المفيدة وقادرة على ابداء ظاهرة فاراداي بدرجة كبيرة . ويعتبر زجاج اوكسيد الرصاص ، المادة



شكل 6.6 تمثيل تخطيطي لمضخم ليزري ذات موجة متحركة .

المناسبة للاشعة الليزرية المنبعثة من الليزرات الياقوتية والنيوديميوم . فعندما تتعرض هذه المادة الى مجال مغناطيسي موازي لاتجاه انتشار الضوء ، فانها تعمل على تدوير مستوى الاستقطاب بمقدار يتناسب طردياً مع المسافة المقطوعة ومع شدة المجال المغناطيسي المتواجد . وهذا الوسط ، يُشكل المدور البصري optical rotator لمستوى الاستقطاب . ويُضبط المجال المغنطيسي بشكل يجعل دوران مستوى الاستقطاب بمقدار 45^0 عندما يمر الضوء مرة واحدة خلال الجهاز . وبالاعتماد على اتجاه المجال المغناطيسي ، يدور المدوِّر اما باتجاه عقرب الساعة او بعكسه . وعند مرور الضوء خلال المدوِّر في احد الاتجاهات مع انعكاس لاحق وثم مروره مرة ثانية في الاتجاه المعاكس ، فان مستوى الاستقطاب سوف لايعود الى توجيهه الاولي ، بل سيدور بزاوية مقدارها 90° . ويوجد عند كل نهاية من نهايتي المدوِّر ، مستقطِب واحد ، تحيد اتجاهات استقطابهم عن بعضها البعض بزاوية 45° . فالضوء ذات الاستقطاب المناسب (الشاقولي) ، والساقط من جهة اليسار ، يمر خلال كل من المستقطبين بدون اية عائق . اما الضوء الساقط من جهة اليمين فانه يتم استقطابه اولاً بصورة انتقائية ، ومن ثم يدور مستوى استقطابه بصورة تجعله يصل الى المستقطب اليساري وهو يمتلك استقطاباً افقياً ، فيُقضى عليه كلياً . ويعمل العازل بكفاءة اعلى عندما يكون الضوء الليزري الصادر من المذبذبات

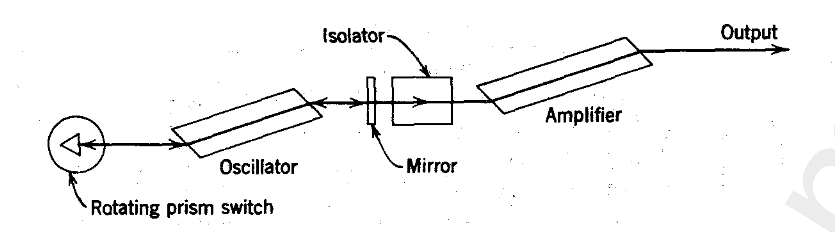


شكل 6.7 رسم تخطيطي لعازل فارادي الدوّار

الليزرية مستقطباً في احد المستويات مسبقاً . ولهذا السبب يتم تصميم معظم المذبذبات الليزرية ذات النبضة العملاقة ، بحيث تمتلك مستويات استقطاب لها الافضلية في الفعالية الليزرية . وتمتلك بلورات الياقوت مستويات استقطاب طبيعية تكون لها الافضلية في عملية التشغيل ؛ بينما في ليزرات الزجاج ـ النيوديميوم ، يجري تحديد نهاياتها عادة بزاوية بريستول Brewster's angle ،. لتقليل انعكاس واحد من اتجاهات الاستقطاب . وهذا بالذات يحدد نوعية استقطاب الخارج الليزري .

وتبنى الليزرات المضخمة من دون مرآيا ، الا انه يحدث بعض الانعكاسات من على سطوحها المنتهية ومن السطوح الامامية للعوازل المحيطة بالليزر . ولكيما نضمن استقرارية المنظومة ، يجب ان يتحدد الربح الاقصى G في كل مقطع بالشرط Gr<1 ، حيث يمثل r اكبر انعكاس (شدة) في داخل مقطع المضخم . وبالنسبة للبلورات الياقوتية المقطوعة بشكل اسطوانات مستقيمة ، يمتلك السطح البيني بين الهواء والياقوت ، انعكاسية معامل انعكاسها 0.07 تقريباً . فلذلك ، يجب ان لايزيد ربح اي مقطع من المقاطع عن المقدار 14 . وللحصول على ارباح اعلى ، علينا بتقليل الانعكاسية عند النهايات وذلك عن طريق تغليفها بطبقة غير عاكسة او بقطع نهايات القضبان الليزرية بزاوية بريستول ، الا ان القضبان الليزرية المقطوعة بزاوية بريستول تقدم لنا مقدار معين من المشاكل تتعلق في رَصف المقاطع وتُصعِب عملية تصميم جهاز متراص بصورة مقبولة . وهذه الصعوبات موضحة في الشكل 6.8 .

وعند تشغيل المنظومات الليزرية المتكونة من مذبذب ومضخمات ، تظهر لنا عدد من المشاكل الدقيقة المتعلقة بالفيزياء الهندسية . فنحن نعرف بأن المذبذب



شكل 6.8 ترتيب لوحدات نظام ليزري يتكون من مذبذب ومضخم ، مقطوعة نهاياتهم بزاوية بريستول .

والمضخمات تتم اثارتهم عن طريق المصابيح الوميضية . ويجب ان يكون توقيت الومضات flashes ، بحيث تصل الاشارة الى المضخمات عندما تبلغ موادهم الفعالة القيمة القصوى من الشعبية المعكوسة . وبالطبع ، هذه الشعبية المعكوسة هي اكبر من تلك التي تحصل في المذبذب وذلك لحفظ العملية الاسترجاعية regeneration في المضخم عند مستو واطيء . وبناء عليه ، يكون من الضروري ان نقدّم عملية إثارة المضخم بحوالي 50 μsec مقارنة ببدء عملية الاثارة للمذبذب .

وبديهياً يجب ان تحوي المنطقة الترددية التي يشتغل فيها المضخم بكفاءة اعلى ، تردد الاشارة المواد تكبيرها وليس بالسهولة تحقيق هذا الشرط في حالة الليزرات الياقوتية التي تمتلك اتساع طيفي ضيق جداً وخطها الطيفي يُزاح بصورة سريعة مع درجة الحرارة . لذلك يجب على درجات حرارة جميع العناصر الليزرية في المنظومة ان توجه بصورة ثابتة لكيما نضمن التشابك الطيفي spectral overlap . وليس هذا الوضع حرجاً في حالة ليزرات الزجاج ـ النيوديميوم ، التي تمتلك اتساعاً طيفياً اوسع بكثير (200-300 Å) مما هو عليه في الليزرات الياقوتية .

وبالحقيقة ، تعتبر ليزرات الزجاج ـ النيوديميوم ذات المضخمات ، اوسع شهرة مقارنة بالمنظومات الياقوتية المناظرة . فشهرتها تمتد الى مدى واسع وذلك لسهولة ضبطها واستقراريتها العالية في حالة تواجد تغيرات في درجة الحرارة . وبما ان الغرض الاولي من المضخمات الليزرية هو انتاج نبضات بطاقة عالية ، فان تشغيلها يختلف بصورة كبيرة عن تلك المضخمات المستخدمة في علم الالكترونيات التقليدية . ففي حالة الليزرات ، نحن لانتعامل مع التكبيرات الصغيرة للاشارة ، ولكننا نتعامل مع تكبير الاشارات الضخمة جداً والتي يؤدي مرورها في احوال كثيرة الى استنفاذ القابليات التكبيرية للوسط الفعال . وبالحقيقة اذا لم تستنفذ النبضة كل الوسط ، فهذا يعني ، بأن المنظومة سوف لاتشتغل باكبر كفاءة ممكنة .

وان الاستنفاذ exhausion الكلي للوسط ، يؤدي الى حدوث تشويه في الاشارة يختلف تماماً عن التشويه الملحوظ في الوسط اللاخطي الاعتيادي او في المضخم اللاخطي nonlinear amplifier . ويتميز الاخير بحقيقة كون استجابة منظومته ، على الرغم من عدم اختلافه في الزمن ، لايتناسب مع الاشارة . وفي المضخم الليزري المحمّل بسعته الكلية تقريباً ، يقل معامل التكبير مع الزمن كلما استمر الوسط باستنفاذ شعبيته المعكوسة خلال مرور الاشارة فيه . وكنتيجة لهذا التخفيض في الربح ، يحصل تشويه في الشكل العام للنبضة . وهذا الموضوع ، اي التغيير الحاصل في الاشارة اثناء مرورها خلال مضخم قابل للاشباع saturable amplifier ، سناتي على مناقشته بصورة كمية في المقطع 6.6 .

ويوجد ليزرات تتعلق بعض الشيء بالمضخمات الليزرية ، وتدعى بليزرات الجراف البصري optical avalanche lasers ، وهي تشتغل على مبدأ مشابه للقنبلة النووية الانشطارية . وتتكون هذه الليزرات من قطعتين او اكثر من المواد المفصولة بصرياً والمتهيجة الى درجة عالية من الشعبية المعكوسة . يتم توصيلها بصرياً بصورة مفاجئة بواسطة مرآة أو جهاز كهروبصري . فعند ايصالها ، يكون الجهاز طويلاً بما فيه الكفاية بالنسبة للاشعة المبتدئة من احدى النهايات نتيجة الانبعاث الآني ، لتبني نفسها الى نبضة عملاقة ، تعمل على استنفاذ الشعبية المعكوسة للجهاز . وعادة يبنى مثل هذا الجهاز مع مرآة في احدى النهايات حيث تسمح للنبضة بالرحيل لمسافة تساوي ضعف طول الجهاز الليزري وبذلك تستفذ كل الشعبية المعكوسة في داخل المنظومة [13] .

6.5 حركية النبضة العملاقة Giant - pulse dynamics

ان موضوع او مشكلة حركية النبضة العملاقة ، يكمن في استنتاج طريقة نمو النبضة العملاقة مع الزمن من نموذج يُمثل الليزر . وبالطبع يتكون مثل هذا النموذج من مادة تمتلك على الاقل مستويين طاقة يمكن فيما بينهما ان تحدث الانتقالات الاشعاعية ويمكن استحداث فيها الشعبية المعكوسة بواسطة عامل خارجي ، واعني المضخة البصرية . تحجز المادة بين مرآتين ويُعمل تدبير احتياطي للتشغيل المفتاحي ، اي ، للسيطرة على تغيير الخسارة في الاشعة من قبل التركيب المعني . اما عندما ينجز التشغيل المفتاحي بصورة خارجية ، فيجب ان يحوي النموذج مقداراً متغير القيمة (بارمتر) ويكون دالة وصفية للزمن . واما اذا حدث التشغيل المفتاحي بواسطة ماص قابل للتبييض ، فعلى النموذج ان يشتمل منظومة اضافية بمستويين تكون انتقالاتها معتمدة على الكثافة الاشعاعية .

وتعتبر الكميات التالية من الكميات المهمة وبصورة رئيسية في حالة تعلق الامر مع النبضة الجبارة :

1 . الطاقة الكلية المنشعة والكفاءة في استخدام الطاقة
2 . القيمة القصوى للقدرة المنشعة
3 . الزمن اللازم لتكوين النبضة العملاقة من بدء التشغيل حتى وصولها الى القيمة القصوى .
4 . المعدلات الزمنية للصعود والهبوط .

وفقط تحت اعنف الفرضيات المبسَّطة ، يمكننا الحصول على تعابير رياضية سهلة التشكيل لهذه المتغيرات . فهذه المشكلة هي مشكلة لاخطية الى درجة كبيرة ، وحتى تحت اكثر الفرضيات تقيُّداً ، فأن المحاولة الرياضية لجعل المشكلة خطية هي محاولة فاشلة ذاتياً والسبب لانها تمحو الصفات الفيزياوية الاساسية التي تجعل نمو النبضة شيئاً ممكناً .

وسوف نقيِّد انفسنا هنا في صياغة المشكلة في ابسط حالة خاصة من التشغيل المفتاحي الخارجي السريع ، اي على حساب بعض الكميات المهمة ، ومن ثم لتلخيص التعقيدات الناتجة في الحالات الاكثر عموماً .

إن التشغيل المفتاحي الخارجي السريع يعني تزويد الليزر بمغلق **shutter** يعمل على تغيير المعدل الزمني للخسارة٧٠ في الليزر من قيمة عالية نسبياً الى قيمة اوطىء في زمن قصير جداً بحيث لايحدث اي تغيير مهم في الشعبية المعكوسة اثناء عملية التشغيل المفتاحي . وحسابات التشغيل المفتاحي السريع يمكن تطبيقها بصورة اكيدة على انتاج النبضة العملاقة باستخدام خلية كير كمفتاح تشغيلي او عند استخدام مفتاح تشغيلي ميكانيكي سريع الحركة . ولغرض التبسيط الرياضي نفرض ، عكس الحقيقة ، بأن المادة الليزرية متماثلة وموحدة الخواص ومثارة بصورة متجانسة . ومع هذه الفرضيات ، فأن احسن مانأمل ان تكون نتائجنا مطابقة ولو بصورة تقريبية مع النتائج المستحصلة على المواد الحقيقية .

واما في صياغة المعادلات التي تتحكم في عملية الانبعاث المستحث في الفترة الزمنية التالية للتشغيل المفتاحي ، فسوف نهمل التأثيرات الناتجة عن العمليات التي تعتبر بطيئة مقارنة مع عملية تكوين النبضة العملاقة . وبشكل خاص ، سوف نهمل تأثيرات الضخ المستمر والانبعاث الآني على الشعبية المعكوسة .

ويمكن القول بأن المتغيرات الفيزياوية الجوهرية لهذه المشكلة هما الكثافة الفوتونية والشعبية المعكوسة لكل وحدة حجم . فعند بداية العملية ، تكون الشعبية المعكوسة عالية وتكون الكثافة الفوتونية واطئة . ومع بدء تشغيل الليزر ، تصعد الكثافة الفوتونية اولاً بصورة بطيئة ، ثم تزداد سرعة صعودها اكثر واكثر وبصورة اسرع ، حيث يتناسب المعدل الزمني لانتاج الفوتونات تناسباً طردياً مع الكثافة الفوتونية الموجودة في ذلك الحين . ويتم انتاج الفوتونات على حساب ما مخزون من الشعبية المعكوسة ، التي تقل بسرعة عالية الى ان تصبح الشعبية المعكوسة المتبقية غير كافية لحفظ المعدل الزمني لاستحداث الفوتونات عند مستوى المعدل الزمني لخسارة الفوتونات . وفي هذا الوقت ، تبدأ الكثافة الفوتونية بالهبوط وتبدأ النبضة العملاقة بالزوال (الاضمحلال) بمعدل زمني يمكن تحديده بواسطة المعدل الزمني لهروب الفوتونات من الليزر .

وتتميز المادة الليزرية بالمقادير المتغيرة التالية :

1 . N_o ، ويمثل عدد الايونات الفعالة لكل وحدة حجم ،

2. α_0 ، ويمثل معامل الامتصاص للمادة الليزرية الغير متهيجة . كما ان المقدار المتغير α_0 هو دالة للتردد ؛ وسوف نستخدم قيمته القصوى عند مركز الخط التفلوري .

واما الهندسة الليزربة فتتميز بالمتغيرات التالية :

1. V ، وتمثل حجم المادة الليزرية ،

2. l ، وتمثل طول المادة الليزرية ،

3. L ، وتمثل المسافة البصرية بين العاكسات ، محسوبة بعد اعتبار الاجراءات المناسبة لمعاملات انكسار المواد الموضوعة بين العاكسات .

واما الحالة الفيزياوية لليزر فتتميز بالمتغيرات التالية :

1 . Φ ، وتمثل عدد الفوتونات الموجودة بين العاكسات مقسومة على V . (وهنا يجب ان نحسب الفوتونات التي تمتلك تردداً مساوياً لتردد الخارج الليزري فقط . وعلاوة على ذلك ، يجب ان تكون هذه الفوتونات المعنية في احدى الصيغ المحورية لليزر) .

2 . $N = N_2g_1/g_2 - N_1$ ، وتمثل الشعبية المعكوسة لكل وحدة حجم من المادة الليزرية . (ويرمز لكثافة الذرات الفعالة المتوفرة بالرمز N_0) .

وتعتبر الانعكاسيات r_1 و r_2 للعاكسات ، مقادير متغيرة وثيقة الصلة بموضوع الجهاز الليزري . واما معامل الخسارة γ ، فيمثل الخسارة الجزئية في الفوتونات في رحلة مرور واحدة . واذا كانت الخسارات الناتجة عن الانعكاس هي الخسارات

التي تهمنا فقط ، فعندئذ تكون ، $\gamma_0 = -\frac{1}{2} \log r_1 r_2$، ولكن في الحالة العامة ، ستتواجد خسارات اخرى في الليزر المهيأة للتشغيل المفتاحي لعامل النوعية Q - switching ، وبناء على ذلك ، سيكون معامل خسارتها اكبر من ذلك المُعامل المحسوب من خسارات الانعكاس وحدها .

وان كل من الكثافة الفوتونية والشعبية المعكوسة هما دوال للموضع اضافة لكونهما دوال للزمن . وهناك سببان للتغيير الحيِّزي spatial variation . اولاً ، إن الاثارة الاولية تتغير مع المسافة الشعاعية مقاسة من المحور الهندسي لليزر . وثانياً ، ان الكثافة الفوتونية المعنية هي مجموع كثافتين ؛ الاولى هي كثافة موجة تزداد كدالة أُسية تتحرك الى اليمين ، والاخرىٰ لموجة تزداد بصورة مشابهة وتتحرك الى اليسار . والكثافة الفوتونية الكلية اذن ستكون عبارة عن دالة محدبة Convex function للازاحة على امتداد المحور الليزري ؛ من هنا سنفرض بأن اكبر قيمة لها ستقع عند النهايات مع منخفض dip يقع بقرب الوسط . وهذا التغيير في الكثافة الفوتونية يخلق تغييراً مناظراً ومعاكساً في الشعبية المعكوسة على امتداد الاتجاه المحوري . وعلى الرغم من ذلك ، سنتمكن من الحصول على الحل التقريبي للمشكلة وذلك باهمال التغيير الحيِّزي للمقدار N ، وادخال الكثافة الفوتونية الزائفة $\Phi(t)$ بدل الكثافة الفوتونية الحقيقية التي تتغير بين نقطة واخرى . وسيكون هكذا تقريب ، جيداً لليزرات القصيرة وغير جيد للطويلة منها . وسوف نأتي الى اعادة فحص سريان مفعول هذا الحل في ختام حساباتنا .

واما المقدار الليزري الاضافي والمفيد في هذه المشكلة ، فهو مدى العمر T للفوتون . وهذا يتعلق بزمن رحلة مرور مفردة $t_1 = L/c$ ، ويتعلق بالخسارة الجزئية γ في رحلة المرور المفردة كما يلي : $T = t_1/\gamma$. وهذه هي الوحدة الاساسية للميزة الزمنية للجهاز الليزري .

ويمكن الحصول على الحالة الابتدائية لتكوين النبضة عن طريق ضخ الليزر بمصدر بصري وحفظ معامل الخسارة عند قيمة اكبر بكثير من γ_0 . وخلال هذه الفترة من الاثارة ، تصعد الشعبية المعكوسة من $-N_0$ الى قيمة موجبة N_i ؛ وكذلك تصعد الكثافة الفوتونية الى القيمة Φ_i . ويدل الرمز السفلي الدليلي i على ان القيم هذه هي قيم « اولية intial » للنبضة العملاقة . فعندما يكون الزمن مساوياً صفر $t = 0$ ، ينخفض معامل الخسارة الى القيمة γ ويبدأ عندئذ تكوين النبضة .

وقد اشرنا في الفصل الاول بأن α ، واعني معامل التكبير، يتناسب طردياً مع الشعبية المعكوسة N . واعتماداً على العلاقة (3.26) يكون

$$\alpha = \frac{\alpha_0 N}{N_0}, \qquad (5.1)$$

حيث يرمز α_0 الى معامل امتصاص المادة غير المتهيجة . ولتبسيط المواضيع ، سنعمد على اهمال التوزيع الطيفي للطاقة ونبدأ بحساباتنا وكأن الظاهرة الكلية قد حدثت عند التردد المناظر للقيمة القصوى للخط الطيفي . وآنذاك ستدل الرموز α و α_0 الى معاملات مقاسة عند مركز الخط الطيفي .
وان شدة حزمة من الفوتونات تتحرك على امتداد الاحداثي x ، تتغيَّر كدالة للمقدار $e^{\alpha x}$ ؛ اذن فلو بدأنا بالكمية ΦV من الفوتونات ، ستكون الزيادة في عددها ، والناتجة من التكبير للجهاز الليزري ذات الطول الفعال l ، مساوية للمقدار $\alpha l \Phi V$ تقريباً . وتحدث هذه الزيادة في زمن مقداره t_1 . اما فقدان الفوتونات فيحدث بمعدل $\Phi V/T$ ؛ اذن ، وباهمال الفوتونات المستحدثة عن طريق الانبعاث الآني ، يمكننا التعبير عن التغيير الحاصل في Φ مع الزمن ، بالمعادلة

$$\frac{d\Phi}{dt} = \left(\frac{\alpha l}{t_1} - \frac{1}{T}\right)\Phi. \qquad (5.2)$$

وقد فرضنا ضمنياً في كتابتنا للمعادلة (5.2) على ان كل من αl و $\alpha l - \gamma$ هم عبارة عن مقادير صغيرة فيما لو قورنت بالعدد 1 ؛ والا سوف لايكون الامر شرعياً لحساب النمو اللاخطي للكثافة الفوتونية معدَّلة averaged على مدى التجويف الليزري الكلي .
واذا كان بالامكان اهمال مساهمة الضخ المستمر ، فستتغير كثافة الشعبية المعكوسة بمعدل

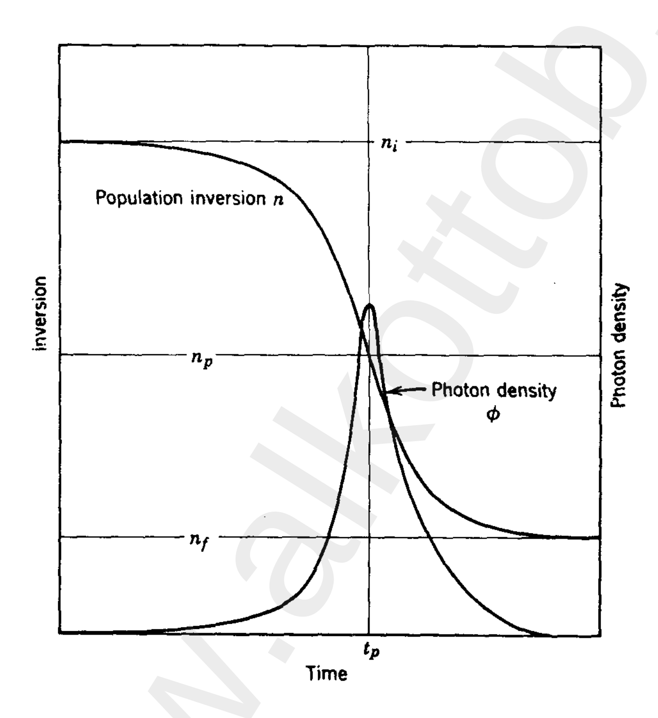
$$\frac{dN}{dt} = -\left(1 + \frac{g_1}{g_2}\right)\frac{\alpha_1}{t_1}\Phi, \qquad (5.3)$$

والسبب ان انبعاث فوتون واحد يؤدي الى نقصان N بمقدار $1 + g_1/g_2$.
والآن لنمحو α باستخدام المعادلة (5.1) ، ونُعرف المتغيرات المنسَّقة $n = N/N_0$ و $\varphi = \Phi/N_0$ ، ونغيِّر المقياس الزمني لنجعل من $T = t_1/\gamma$ وحدة للزمن . إذن سيكون

$$\frac{d\varphi}{dt} = \left(\frac{\alpha_0 l}{\gamma} n - 1\right)\varphi; \quad \frac{dn}{dt} = -\left(1 + \frac{g_1}{g_2}\right)\frac{\alpha_0 l}{\gamma} n\varphi. \quad (5.4)$$

والان لنعرف الثابت n_p ، الذي يمكن تعريفه بواسطة المعادلة $\alpha_0 l n_p = \gamma$ فنحصل على الشكل النهائي للمعادلات التفاضلية والتي تكون بالشكل

$$\frac{d\varphi}{dt} = \left(\frac{n}{n_p} - 1\right)\varphi; \quad \frac{dn}{dt} = -\left(1 + \frac{g_1}{g_2}\right)\frac{n\varphi}{n_p}. \quad (5.5)$$



شكل 6.9 الشعبية المعكوسة والكثافة الفوتونية في النبضة العملاقة .

وحالما يتكيف المقياس الزمني timescale مع الجهاز الليزري وذلك بجعل $T = 1$ ، فإنه يبقى هناك فقط مقدار واحد يميز الليزر ، وهو n_p ، الذي يمثل الشعبية المعكوسة لحظة بلوغ الكثافة الفوتونية قيمتها العظمى .

وفي لحظة التشغيل ، تكون الكثافة الفوتونية φ جداً واطئة ، ثم تأخذ بالصعود من القيمة φ_i ، حتى تصل قيمتها العظمى φ_p ، وعموماً ، تكون هذه

القيمة اعلى بعدة مراتب عشرية من φ_i، وبعد ذلك تهبط الكثافة الفوتونية الى الصفر . واما الشعبية المعكوسة n فهي عبارة عن دالة رتيبة تناقصية مع الزمن ، تبدأ عند القيمة n_i وتنتهي عند n_f . ويوضح الشكل 6.9 منحنيات نموذجية تم رسمها بواسطة هذه المتغيرات . حيث يتبين بأن الصعود الاولى للمقدار φ يتبع دالة اسية ؛ ويتقدم بثابت زمني مقداره $(\alpha_i l - \gamma)$ / $T = n_p T / (n_i - n_p) = t_1$ ، اعتماداً على حسابات الباحث Hellwarth [1] .

وانه لسهل نسبياً ان نحصل على التكامل الاول لمجموعة المعادلات التفاضلية (5.5) . حيث يمكن بسهولة شطب الزمن من هذه المجموعة لنحصل بعد ذلك على المعادلات التفاضلية التالية والتي تربط المتغيرات φ و n

$$\frac{d\varphi}{dn} = \frac{g_2}{g_1 + g_2}\left(\frac{n_p}{n} - 1\right). \qquad (5.6)$$

ومن ثم بواسطة التكامل نحصل على

$$\varphi = \varphi_i + \frac{g_2}{g_1 + g_2}\left[n_p \log\frac{n}{n_i} - (n - n_i)\right] \qquad (5.7)$$

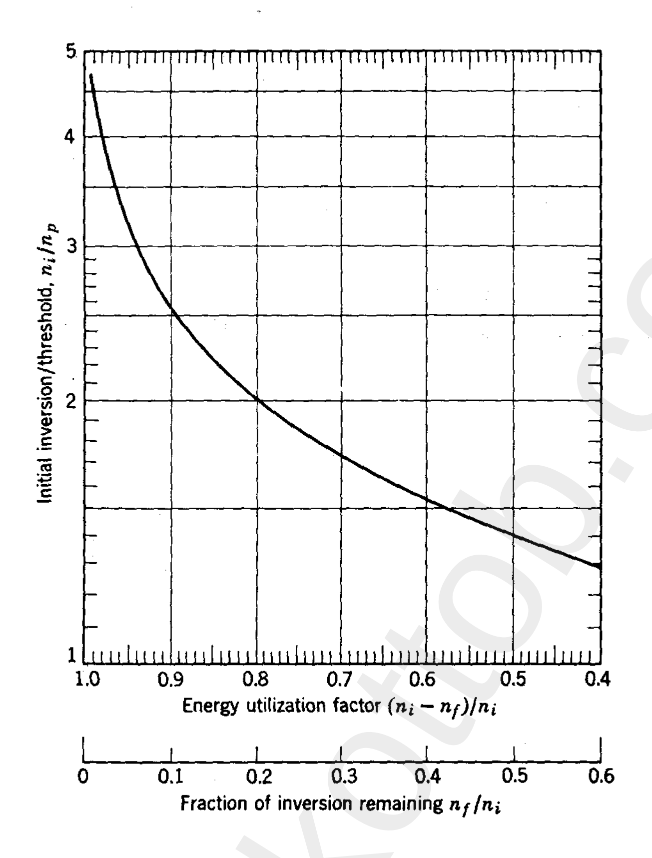
واما الشعبية المعكوسة n_f المتبقية بعد انتهاء النبضة ، فيمكن ايجادها بملاحظتنا بأن الكثافة الفوتونية φ. صغيرة ويمكن اهمالها عند البدء وعند انتهاء النبضة . وهكذا ، وبمساعدة الشرط $\varphi_i \approx \varphi_f \approx 0$، نحصل على

$$n_p \log\frac{n_f}{n_i} = n_f - n_i. \qquad (5.8)$$

ويمكن كتابة المعادلة (5.8) بالشكل

$$\frac{n_f}{n_i} = \exp\left\{\left(\frac{n_i}{n_p}\right)\left[\frac{n_f}{n_i} - 1\right]\right\}. \qquad (5.9)$$

ويظهر الشكل 6.10 العلاقة المتبادلة بين n_f / n_i و n_i / n_p . ويساعدنا الرسم البياني على تحديد الجزء المتبقي من الشعبية المعكوسة بمعرفة الظروف الاولية . مع العلم بان عامل الانتفاع للطاقة energy utilization factor هو $(n_i - n_f)\, n_i$



شكل 6.10 عامل الانتفاع للطاقة والشعبية المعكوسة المتبقية بعد انتهاء النبضة .

وتعطى الطاقة الاشعاعية الكلية المتولدة في الليزر بالعلاقة

$$E = \frac{g_2}{g_1 + g_2}(n_i - n_f)\, VN_0 h\nu. \qquad (5.10)$$

ولكن ، لاتمثل كل هذه الطاقة خارج ليزري مفيد ، لانه يتواجد اليات تعمل على خسارة الاشعة في داخل التجويف الليزري ، وهي تختلف عن تلك الآليات التي ترتبط بالخارج الليزري . ولهذا السبب ، يجب علينا ان نكتب $\gamma = \gamma_c + \gamma_i$ ، حيث تمثل γ_c ، الخسارة الاشعاعية الناتجة من الترابط مع الخارج الليزري وتمثل γ_i ، الخسارات العرضية الناتجة من مسببات اخرى ، كالحيود والتشتت والامتصاص عند المرآيا ، الى اخره . ولذلك ، تكون الطاقة الخارجة والمفيدة للنبضة مساوية للمقدار $E_0 = E\gamma_c/\gamma$.

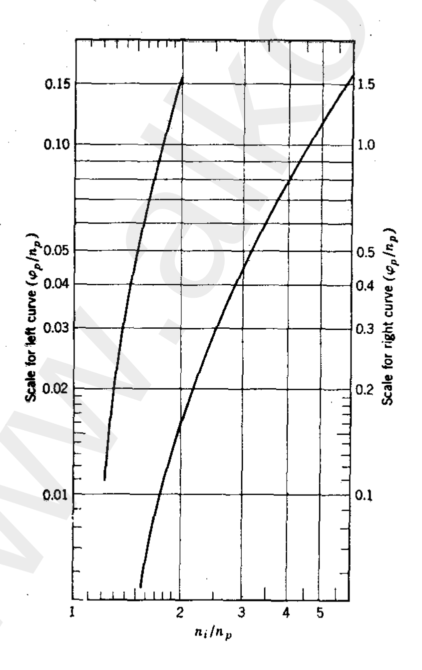
وهناك اشياء اخرى متساوية الكينونة ، فمثلاً كفاءة عملية الانتفاع للطاقة تتناسب طردياً مع العامل $n_i - n_f$.

ويظهر من الشكل 6.10 بأن جزءاً مهماً من الشعبية المعكوسة يبقى دائماً بعد انتهاء النبضة . وبناء على ذلك ، فان التشغيل الكفوء للجهاز الليزري ذات النبضة العملاقة ، يستوجب ان تكون نسبة الشعبية المعكوسة الابتدائية الى الشعبية المعكوسة عند حد العتبة ، كبيرة (على الاقل مرتين) . واذا لم يتحقق هذا الشرط ، فان النبضة ستصل الى نهايتها مع بقاء كمية كبيرة من الطاقة المخزونة من دون فائدة .

واما القدرة القصوى للليزر فتحسب من العلاقة (5.7) ؛ وهنا نذكر بأنه يمكن الوصول الى القيمة القصوى عندما تكون $n = n_p$. اذن ، وباهمال φ_i ، نحصل على

$$\varphi_p = \frac{g_2}{g_1 + g_2}\left[n_p \log \frac{n_p}{n_i} - (n_p - n_i)\right]. \qquad (5.11)$$

ويبين الشكل 6.11 النسبة φ_p/n_p كدالة للمتغير n_i / n_p للحالة $g_1 = g_2$. وهو ملخص لمعلومات عددية تم نشرها في بحث آخر [14] .



شكل 6.11 الداله φ_p/n_p للحالة $g_1 = g_2$.

وان اكبر عدد من الفوتونات المستحدثة في داخل الليزر ، يعطى بالمقدار $\varphi_p N_0 V$ ويحمل كل فوتون طاقة مقدارها $h\nu$ ؛ مع العلم بأن مدى العمر لاضمحلال الفوتونات هو $T = t_1/\gamma$. ونعيد ماذكرناه سابقاً ، على انه فقط الجزء γ_c/γ من القدرة المبددة ، هو مايمثل الخارج الليزري المفيد . ولو اخذنا كل هذه العوامل بنظر الاعتبار ، سنجد بأن القدرة القصوى المنشئة من قبل الليزر هي

$$P = \frac{\varphi_p N_0 V h\nu \gamma_c}{t_1}. \qquad (5.12)$$

ولحساب كل من n و φ، كدوال للزمن ، نحتاج الى اجراء تكامل آخر . وهذا يمكن فقط اجراؤه بصورة تقريبية او بطرق عددية . والنتائج الجوهرية لهذه الحسابات [14] ، والتي لايمكن إدراج تفاصيلها الطويلة هنا ، هي كما يلي :

يكون تحديد الصعود الاولي للنبضة عن طريق تواجد الاشعة المنبعثة آنياً ، ويحدِّد نمو الجزء المركزي من النبضة ببارامتر الاثارة n_i/n_p ، اما اضمحلال النبضة فيتم تحديده فقط بواسطة مدى عمر الفوتونات في الليزر .

ويمكن لمثال عددي ان يساعدنا على توضيح هذه النظرية :

فبالنسبة للياقوت القرنفلي pink ruby تكون $N_0 h = 4.65$ و $g_1 = g_2$ و $\alpha_0 = 0.28\,cm^{-1}$ عند درجة حرارة الغرفة . وفي الحالة النموذجية ، تكون قيمة المعدل الزمني للخسارة الداخلية العرضية بحدود 0.05 . اما المعدل الزمني للخسارة الناتجة من الربط مع الخارج الليزري عندما يكون المِغْلق مفتوحاً فانه يتغير ما بين 0.05 و 0.20 . واما الطول البصري لجهاز ليزري قصير فيتراوح مابين 20 و 30 cm ، وتتراوح الشعبية المعكوسة الاولية ما بين 0.1 و 0.3 .

والان لنختار القيم التصميمية النوعية التالية ، وذلك لتوضيح طريقة تطبيق النظرية الناشئة : $\gamma_c = 0.1$، $\gamma_i = 0.04$، $L = 30\,cm$، $l = 5\,cm$. ونستنتج من هذه المعلومات بأن $\gamma = 0.14$ ، $n_p = \gamma/\alpha_0 l = 0.1$ ، $t = 10^{-9} sec$ ، $T = 5 \times 10^{-9} sec$. ويجب على الاثارة الاولية n_i ان تزيد عن الاثارة n_p . ولذلك سنختار لغرض التوضيح $n_i = 0.2 = 2n_p$. ان الشروط اللازمة لتطبيق النظرية بصورة صحيحة قد تحققت ، حيث انه باختيار المقادير اعلاه يكون $\alpha l = n_i$، و $\alpha_0 l = 0.28$ ، هذا عندما تبدأ النبضة بالصعود ، وتكون هذه القيم اقل كلما نمت النبضة اكثر . وعلاوة على ذلك ، يكون $\alpha l - \gamma < 0.14$ بالنسبة للنبضة الكلية . ومن الرسم البياني في الشكل 6.10 ، نجد بأن معامل الانتفاع للطاقة هو 0.8 ،

والشعبية المعكوسة المتبقية عند انتهاء النبضة هي $n_f = 0.04$. وتحسب الطاقة المتولدة خلال النبضة من العلاقة (5.10) :

$$E = \frac{1}{2} \times (0.20 - 0.04) \times 4.65\,J/cm^3 = 0.372\,J/cm^3$$

وبناء عليه ، تكون طاقة نبضة الخارج الليزري مساوية $E_0 = 0.7E = 0.26\,J/cm^3$. وتحسب القيمة القصوى للخارج الليزري باستخدام العلاقة (5.11) التي تعطي القيمة $\varphi_p = 0.0178$. ثم نحصل باستخدام القيم المعطاة $\gamma_c = 0.1$ و $t_1 = 10^{-9}$ sec و $N_0 h\nu = 4.65\ J/cm^3$ ، على $P = 7.14 \times 10^6\ W/cm^3$ *.

ولقد فرضنا في حساباتنا اعلاه بأن البلورات متماثلة ومتشابهة المناحي isotropic (موحدّة الخواص اتجاهياً) ومثارة بصورة متجانسة . وحيث انه لايمكن ايجاد مثل هذه الشروط عملياً ، فان القيمة القصوى لقدرة الخارج الليزري المنبعث من ليزر حقيقية ستبقى في مستوى اقل بكثير من الحد النظري المحسوب من هذه الشروط المثالية المفروضة .

وفي الختام يجب ان نؤكد بأن الفرضيات التبسيطية العديدة المذكورة هنا ، تحِدْ من قابلية تطبيق النظرية المقترحة هنا . وكما ذكرنا سابقاً ، بأننا اهملنا التغيُّرات الحيزية للكثافة الفوتونية ، فلذلك ، تطبق هذه النتائج على الليزرات القصيرة فقط . وعلاوة على ذلك ، لقد فرضت الحسابات تشغيل مفتاحي فوريّ . فهذا التحديد يمكن ان يُشطب (يُلغى) على حساب التعقيدات الرياضية المعتدلة . وقد تطوَّر هذا الموضوع اكثر من قبل الباحث Wang [15] ، الذي عممَّ الطريقة الحاضرة لحالة من التشغيل المفتاحي التدريجي . كما حصل الباحثان Szabo and Stein [16] على حلول لجهاز ليزري يشتغل مفتاحياً بواسطة ماص قابل للاشباع .

6.6 حركية المضخم Amplifier dynamics

إن المعادلات الحركية للنبضة العملاقة في المقطع 6.5 ، قد تم الحصول عليها كنتيجة لفرضيات عملت على تحديد سريان مفعولها بصورة كبيرة . ولربما كانت اكثر

* بما انه لم نُعرِّف قطر البلورة ، أُعطيت النتائج لكل وحدة حجم من البلورة الياقوتية .

الفرضيات قسوة هي تلك التي اهملت تأثيرات التغيير الحيزي للكثافة الفوتونية والشعبية المعكوسة ضمن الليزر. وبالتأكيد ستكون مثل هذه الفرضية غير جيدة للمضخمات الليزرية المصممة لمرور الاشارة خلالها باتجاه واحد فقط. وعموماً، تكون الاشارة صغيرة في طرف الدخول input end، وتكون عند طرف الخروج من الكبر ماهو منسجم مع تصميم المضخم نفسه. وتكون هذه المضخمات، بصورة عامة، طويلة، اي بمعنى ان الكمية αl اكبر من واحد. والعكس لهذه الحالة، عادة، هي حالة المذبذبات الليزرية. ففي هذه المذبذبات، يمكن الحصول على ربح كبير بمرور الاشعة على مدى عدة مرات خلال المادة الفعالة، بينما تمر الاشعة مرة واحدة فقط من خلال المضخم. لنضع الآن المضخمات الاسترجاعية الخاصة، جانباً، واقصد تلك المجهَّزة بعاكسات جزئية، ونركز انتباهنا على الانواع اللااسترجاعية، والتي تصمم بطريقة، بحيث لايحدث جوهرياً اية انعكاس.

اولاً، لنصيغ المعادلات التفاضلية التي تربط الشعبية المعكوسة والكثافات الفوتونية في وسط مُكبر، وذلك بفرض ان شكل المضخم اسطواني، واختيار الاحداثي x على امتداد المحور الاسطواني. ولنفرض بأن المضخم يتحدد بالمستويات $x=0$ و $x=l$. وتنتقل الفوتونات ضمن الوسط بسرعة مقدارها $v = c/\eta$، حيث ان η هو معامل انكسار الوسط.

ولنحصر انتباهنا الى الفوتونات المنتقلة في الاتجاهين $+x$ و $-x$، ولنرمز لكثافتي هذه الفوتونات بالرمزين Φ_+ و Φ_- على التوالي. ونرمز لكثافة الشعبية المعكوسة بالرمز N. وكل هذه الكميات دوال للموضع x والزمن t. وللسهولة، سنجري حساباتنا للحالة $g_1 = g_2$ ونفرض بأن المعدل الزمني لاستحداث الشعبيات المعكوسة بواسطة الضخ والمعدل الزمني لفناءهم بواسطة الانبعاث الآني، يمكن اهمالهم مقارنة بالمعدل الزمني لحدوث العمليات المحتثة.

والمعادلات التفاضلية المسيطرة على تغيير الكثافات الفوتونية هي *

*وجدت اولى هذه المعادلات بملاحظة ان الجريان الخارجي الصافي للفوتونات المتحركة على امتداد المحور x خلال اسطوانة مساحة مقطعها العرضي A وارتفاعها h في زمن dt هو $Ah(\partial\Phi_+/\partial x)v\ dt$ وان عدد الفوتونات الاضافية المستحدثة خلال الفترة الزمنية dt هو $Ah\alpha\Phi_+v\ dt$. والسبب انه في الزمن dt، تتقدم الفوتونات بمسافة مقدارها $dx=v dt$، والعامل α يمثل معامل التكبير لكل وحدة مسافة. فمعدل تغيير الفوتونات (من النوع المناسب) المتواجدة في الاسطوانة يساوي $Ah(\partial\Phi_+/\partial t)$ وبالتالي يساوي $= -Ahv(\partial\Phi_+/\partial x) + Ah\alpha v\Phi_+$ والاحداثي المعاكس سيعطي المعادلة الثانية.

$$\frac{\partial \Phi_+}{\partial t} + v \frac{\partial \Phi_+}{\partial x} = \alpha v \Phi_+, \quad (6.1)$$

$$\frac{\partial \Phi_-}{\partial t} - v \frac{\partial \Phi_-}{\partial x} = \alpha v \Phi_-. \quad (6.2)$$

ويرتبط معامل التكبير α بالشعبية المعكوسه حسب العلاقة (3.26) من الفصل الاول :

$$\alpha = \alpha_0 N / N_0. \quad (6.3)$$

واما التغيير في كثافة الشعبية المعكوسة فيعطى بالمعادلة

$$\frac{\partial N}{\partial t} = -2\alpha v(\Phi_+ + \Phi_-). \quad (6.4)$$

وان المعادلات 6.1 الى 6.4 ، تتحكم بتغيير الكثافات الاساسية في المادة الفعالة (المكبرة) ، والتي يمكن للموجة ان تنتشر فيها بالاتجاهين x+ و x− فقط . وهذه المعادلات يمكن تطبيقها للاجهزة الليزرية ذات النبضة العملاقة وفي نفس الوقت للمضخمات الاسترجاعية وغير الاسترجاعية . ويتم تمييز كل من هذه الاجهزة بشروطها الحدية . فمثلاً ، عند تواجد الانعكاسات يكون هناك ترابط بين قيمتي Φ_+ و Φ_- عند نهايتي الجهاز ، وهذا يعني بأن $\Phi_+(0,t) = r_1\Phi_-(0,t)$ و $\Phi_-(l,t) = r_2 \Phi_+(l,t)$. وايضاً المعادلة المبسطة للنبضة العملاقة المعطاة في المقطع 6.5 ، تلائمنا بايجاد متوسط الدالة $\Phi_+ + \Phi_-$ على المدى الكلي للجهاز .

ويتميز المضخم غير الاسترجاعي بغياب الموجة الخلفية ، اي ان $\Phi_- = 0$. والمعادلات التي ستبقى في هذه الحالة هي

$$\frac{\partial \Phi_+}{\partial t} + v \frac{\partial \Phi_+}{\partial x} = \frac{\alpha_0 v N \Phi_+}{N_0}, \quad (6.5)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} = -\frac{2\alpha_0 v N \Phi_+}{N_0}. \quad (6.6)$$

وبادخال الكثافات المعيَّرة $\varphi = \Phi_+/N_0$ و $n = N/N_0$ ، نحصل على

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + v \frac{\partial \varphi}{\partial x} = \alpha_0 v n \varphi, \quad (6.7)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -2\alpha_0 v n \varphi. \quad (6.8)$$

واما الشروط الحدية والاولية التي يمكن تطبيقها في حالة المضخم فهي كما يلي :
الكثافة الفوتونية تساوي صفر للفترة الزمنية $t<o$. وعلاوة على ذلك ، هناك اشارة مقدارها $\varphi_i(t)$، مسلَّطة عند الوضع $x = o$ ؛ وهذا يعني بأن ،
$\varphi(0,t) = \varphi_i(t)$ ، حيث تمثل φ_i. دالة وصفية (اختيارية) للزمن t ، للفترة الزمنية $t \geq 0$ وصفر للفترة الزمنية $t<o$. اما الشعبية المعكوسة الاولية فهي دالة وصفية للموضع ؛ وهذا يعني بأن ، $n(x , o) = n_i(x)$. وتكون الشعبية المعكوسة الاولية في اغلب الحالات المعروفة ، متجانسة ، اي ، $n_i(x) = n_o$.

وان الغرض من النظرية هو لنتوقع ماهية الاشارة الخارجة $\varphi_o(t) = \varphi(l,t)$ .. ولتحقيق هذا الهدف ، علينا ان نحل المعادلتين (6.7) و (6.8) ، مستخدمين الدوال الوصفية $\varphi_i(t)$ و $n_i(x)$.

فلو اجرينا فحص سريع للحالات الخاصة البسيطة ، لتمكنا من الحصول على بعض الاشارات التي تساعدنا على تنبىء ماسيحصل واي الطرق الرياضية الواجب إتباعها . ففي حالة غياب التكبير ، يكون $\alpha_0 = 0$ ، وبذلك يمكن فصل المعادلات ويكون الحل المعطى بالعلاقة (6.7) عبارة عن دالة اختيارية للمتغير $t-x/v$، .
ومن هنا يكون الحل في هذه الحالة هو

$$\varphi_1(x,t) = \varphi_1\left(t - \frac{x}{v}\right). \qquad (6.9)^*$$

وفي هذه الحالة ، تنتشر الاشارة خلال الجهاز من دون اي تغيير في شكلها . الا انه يحدث تأخير بسيط يتناسب مع المسافة المقطوعة . ويكون التعقيد أكثر في حالة كون معامل التكبير ثابتاً . وتحدث هذه الملاحظات التي ذكرناها عندما يكون α_0 ليس صفراً ، ولكن عندما تكون الاشارة صغيرة جداً بحيث لايعاني n انخفاضاً ملحوظاً في قيمته اثناء مرور الاشارة خلال المضخم . آنئذ سيكون $n = n_o$.
ويصبح حل المعادلة (6.7) في هذه الحالة بالشكل

$$\varphi_2(x,t) = e^{\alpha_0 n_0 x}\varphi_i\left(t - \frac{x}{v}\right). \qquad (6.10)$$

---

* لاحظ بأن $\varphi_i = O$ للمتغيرات المطلقة السالبة negative arguments!

ويمكننا الحصول على حل لمعادلات المضخم في الحالة العامة ، وبصورة مباشرة ، اذا ادخلنا متغيرات جديدة وقمنا باعادة تنسيق renormalized الكثافة الفوتونية لكيما نوضح التماثل الداخلي للمشكلة . فالحلول الخاصة والمبينة في المعادلات (6.9) و (6.10) ، تقترح على ان تكون المتغيرات المستقلة الطبيعية للمشكلة من النوع $\xi = x/v$ و $\tau = t - x/v$. وبالحقيقة ، عندما يتم حذف المتغيرات $x = v\xi$ و $= \tau + \xi$ ، ويتم التعبير عن الكثافة الفوتونية بالدوال φ' للمتغيرات المستقلة ξ و τ ، نحصل على

$$\frac{\partial \varphi'}{\partial \xi} = \frac{\partial \varphi}{\partial t} + v\frac{\partial \varphi}{\partial x}, \tag{6.11}$$

والتي تمثل الطرف الايسر من المعادلة (6.7) . ولكيما نحذف العامل 2 من المعادلة (6.8) ، يجب ان نُدخل ليس الدالة φ' بل الدالة

$$p(\xi,\tau) = 2\varphi(x,t), \tag{6.12}$$

والدالة

$$q(\xi,\tau) = n(x,t). \tag{6.13}$$

وآنذاك تستبدل المعادلات التفاضلية (6.7) و (6.8) ، بالمعادلات

$$\frac{\partial p}{\partial \xi} = \alpha_0 vpq, \tag{6.14}$$

$$\frac{\partial q}{\partial \tau} = -\alpha_0 vpq. \tag{6.15}$$

والآن علينا ان نغيِّر الشروط الحدية ، حيث ان المنطقة الاولية $0 \leq x \leq l$ و $0 \leq t < \infty$، قد تم تبديلها الآن بالمنطقة $0 \leq \xi \leq l/v$ و $-\xi \leq \tau < \infty$. وعندما يصبح $\xi = 0$ يكون عندئذ $t = \tau$ ، بحيث ان الشرط $\varphi(0,t) = \varphi_i(t)$ ، يصبح بالشكل $p(0,\tau) = 2\varphi_i(\tau)$. واما الشعبية المعكوسة الاولية $n_i(x)$ المعطاة ، فسوف تبقى من دون تغيير حتى يصبح $t = x/v$ ، والسبب لانه سوف لاتصل اشارة الى النقطة x قبل هذا الوقت. وبناء عليه ، يمكننا كتابة الشرط $q(\xi,0) = n_i(v\xi)$ ، كشرط اولي للنظام المحوّل transformed system .

وحيث ان العلاقتين (6.14) و (6.15) تدل ضمنياً على ان

$$\frac{\partial p}{\partial \xi} = -\frac{\partial q}{\partial \tau}, \tag{6.16}$$

فلذلك يجب ان تتواجد دالة مثل $U(\xi,\tau)$ تحقق الشرط

$$p = \frac{\partial U}{\partial \tau} \text{ and } q = -\frac{\partial U}{\partial \xi}, \tag{6.17}$$

وعلاوة على ذلك ، يجب ان تحقق هذه الدالة ، المعادلة التفاضلية .

$$\frac{\partial^2 U}{\partial \xi\, \partial \tau} + \alpha_0 v \frac{\partial U}{\partial \xi} \frac{\partial U}{\partial \tau} = 0. \tag{6.18}$$

والآن لننتقل باهتمامنا من ايجاد الدوال p و q ، الى ايجاد الدالة U . ولنفرض العلاقة $V = e^{kU}$ ، اذن

$$\frac{\partial^2 V}{\partial \xi\, \partial \tau} = k e^{kU} \left(\frac{\partial^2 U}{\partial \xi\, \partial \tau} + k \frac{\partial U}{\partial \xi} \frac{\partial U}{\partial \tau} \right). \tag{6.19}$$

اذن ، في هذه الحالة الحاضرة ، ستحقق الدالة V ، المعادلة التفاضلية

$$\frac{\partial^2 V}{\partial \xi\, \partial \tau} = 0, \tag{6.20}$$

حيث $k = \alpha_0 v$. والحل العام للمعادلة (6.20) هو $V = f(\xi) + g(\tau)$ ، حيث f و g هم دوال اختيارية قابلة للتفاضل . وهكذا

$$\alpha_0 v U = \log [f(\xi) + g(\tau)]. \tag{6.21}$$

والان سنتابع تحليلنا لتحديد الدوال $f(\xi)$ و $g(\tau)$ من الشروط الحدية مع ملاحظة امكانية تعيين ثابت اضافي في الدالة U وبصورة اختيارية . وسوف نختار هذا الثابت على ان يكون U(o,o) = o ، وبناء عليه سيكون

$$f(0) + g(0) = 1. \tag{6.22}$$

ومن العلاقة (6.17) والشروط الحدية نأتي الى

$$\left(\frac{\partial U}{\partial \tau} \right)_{\xi=0} = p(0,\tau) = 2\varphi_i(\tau), \tag{6.23}$$

$$\left(\frac{\partial U}{\partial \xi} \right)_{\tau=0} = -q(\xi,0) = -n_i(v\xi). \tag{6.24}$$

وبعد التكامل على مدى المتغيرات τ و ξ ، وملاحظة الشرط U(o,o) = o ،

$$U(0,\tau) = 2 \int_0^\tau \varphi_i(\tau')\, d\tau', \tag{6.25}$$

$$U(\xi,0) = - \int_0^\xi n_i(v\xi')\, d\xi'. \tag{6.26}$$

وبادخال قيمة U من العلاقة (6.21) ، تصبح هذه المعادلات بالشكل

$$\log [f(0) + g(\tau)] = 2\alpha_0 v \int_0^\tau \varphi_i(\tau')\, d\tau', \tag{6.27}$$

$$\log [f(\xi) + g(0)] = -\alpha_0 \int_0^\xi n_i(v\xi') v d\xi'. \tag{6.28}$$

ومن ثم

$$g(\tau) = -f(0) + \exp 2\alpha_0 v \int_0^\tau \varphi_i(\tau')\, d\tau', \qquad (6.29)$$

$$f(\xi) = -g(0) + \exp - \alpha_0 \int_0^{v\xi} n_i(x')\, dx'. \qquad (6.30)$$

وندخل الآن دوال الربح والاشباع ، التي يمكن تعريفها كمعكوس للتعابير الأسية المعطاة بالمعادلتين (6.29) و (6.30) ؛ وهي ،

$$S(\tau) = \exp - 2\alpha_0 v \int_0^\tau \varphi_i(\tau')\, d\tau', \qquad (6.31)$$

$$G(x) = \exp \alpha_0 \int_0^x n_i(x')\, dx' \qquad (x = v\xi). \qquad (6.32)$$

وهكذا ، وبعد اضافة المعادلتين (6.31) و (6.32) ، وملاحظة المعادلة (6.22) ، نحصل على.

$$U = \frac{1}{\alpha_0 v} \log (S^{-1} + G^{-1} - 1). \qquad (6.33)$$

والان يمكننا الحصول على الحلول بالتفاضل ، مع ملاحظة ان الدالة S^{-1} ، هي دالة للمتغير τ ، وان G^{-1} هي دالة للمتغير ξ ؛ وعلاوة على ذلك فأن

$$\frac{dS^{-1}}{d\tau} = 2\alpha_0 v \varphi_i(\tau) S^{-1}; \frac{dG^{-1}}{d\xi} = - \alpha_0 v n_i(v\xi) G^{-1}. \qquad (6.34)$$

ومن ثم

$$p = \frac{2S^{-1}(\tau)\varphi_i(\tau)}{S^{-1} + G^{-1} - 1}, \qquad q = \frac{G^{-1}(v\xi) n_i(v\xi)}{S^{-1} + G^{-1} - 1}, \qquad (6.35)$$

او بدلالة المتغيرات الاصلية

$$\varphi(x,t) = \frac{S^{-1}(t - x/v)\varphi_i(t - x/v)}{S^{-1} + G^{-1} - 1}, \qquad (6.36)$$

$$n(x,t) = \frac{G^{-1}(x) n_i(x)}{S^{-1} + G^{-1} - 1}. \qquad (6.37)$$

وهذه النتائج تعكس بصورة صحيحة حقيقية عدم وجود اشارة عندما يكون $t < x/v$، وكذلك تؤكد على عدم وجود استنفاذ **depletion** في الشعبية المعكوسة .

ويجب علينا ان نذكر بأن دالة الربح لاتعتمد على الزمن . فهي تتحكم بوظيفة المضخم للاشارات الصغيرة جداً ؛ واعني ، في الحالة التي تكون فيها الدالة $S(\tau)$ مساوية واحد تقريباً . وفي هكذا حالة سنحصل بصورة تقريبية على

$$\varphi(x,t) = G(x)\varphi_i\left(t - \frac{x}{v}\right).$$

وللاشارات الضخمة تصبح الدالة S صغيرة بعد مرور جزء مهم من الاشارة (لقيم كبيرة من τ ، وآنذاك تكون S^{-1} هي عامل التحديد determining factor . وبسبب هذا الاعتماد على المتغير τ ، يتشوه شكل الاشارة بصورة تدريجية مع استمرار حركتها باتجاه نهاية الخروج .

ويعطى الربح الفعلي effective gain للمضخم بالدالة

$$G_E(x,t) = \frac{S^{-1}}{S^{-1} + G^{-1} - 1}. \qquad (6.38)$$

وهو دالة لسعة الاشارة بسبب اعتماده على S . وعند اشتقاقنا للتعابير اعلاه المتعلقة بتكبير الاشارة ، افترضنا شرعية معالجتها للمجال الكهرومغنطيسي كظاهرة انتقال transport phenomenon . ولقد اهتممنا بنقل الفوتونات عَبْرَ المادة واعتبرنا بأن الفعل المتبادل للمجال الكهرومغنطيسي مع المنظومة الذرية ، يتميز بواسطة الربح او معامل الامتصاص على ابسط تقريب . وهنا علينا ان نذكر مضار او حدود تطبيق هذا الاقتراح ، لان الوصف الصحيح للمجال الكهرومغنطيسي يلزم منطقياً ان يستند على معادلات ماكسويل وليس بالاحرى على معادلات الانتقال ، وكذلك الوصف للفعل المتبادل للمجال مع طقم من المنظومات الذرية يلزمنا استخدام معادلة شرودنجر . ومن المرجَّح ان التطور الحاضر يبقى ساري المفعول طالما يبقى طول النبضة أكبر من مقلوب اتساع الخط الطيفي وطالما تكون النبضة المارة على مدى المنظومة الذرية ليست كبيرة لكيما تبطل سريان مفعول التقريب الخطي في الحسابات التشويشية perturbation calculations .

وقد تم نشر كثير من الحسابات الخاصة بالربح الكلي الذي يمكن الحصول عليه من المضخمات وكذلك مايخص التشويه الشكلي الذي تعاني منه الاشارات بمختلف انواعها . وتعتبر اعمال الباحثين Schulz-De Bois [17] و Siegman [18] و Steele [19] ، مصادر ممتازة لمثل هكذا مواضيع .

وبسبب كون معامل التكبير في الاطوار المبكرة من النبضة كبيراً ، تميل معظم النبضات الى تقصير مداها عندما نعمل على ارسالها خلال مضخم قابل للاشباع . ولكيما نعمل على تقصير Shortening مثل هكذا اشارة ، يكون من الضروري الغاء جزئها الصاعد بصورة بطيئة . وقد تم بحث موضوع سن النبضة pulse sharpening بواسطة التكبير القابل للاشباع ، وبصورة مفصلة ، من قبل

مجموعة من الباحثين في مؤسسة Lebedev في موسكو . كما حوت منشوراتهم على وفرة من المواضيع المتعلقة بانتشار النبضة في مضخمات الربح المشبعة [21 ، 20] . وقد اوضحوا عملياً الظاهرة الجديرة بالملاحظة في الواقع وهي ان استنفاذ الشعبية المعكوسة في المادة الفعالة والقيمة القصوى للنبضة ، يمكن ان تنتشر بانطلاق أكبر من انطلاق الضوء .

6.7 النبضات فوق القصيرة Ultra short pulses

ان تقنيات النبضة العملاقة الاعتيادية ، تنتج نبضات ليزرية أمدها duration يتراوح مابين 10 الى 200 nsec . ولكن من الممكن انتاج نبضات امدها اقصر بكثير من ماذكر وذلك يتم بكسر النبضة العملاقة الى متسلسلة من النبضات الحادة جداً والمفصولة عن بعضها البعض بمسافات متساوية . والتقنية التي تنجز هذا الشيء ، تستخدم الحقيقة القائلة ، بانه عند اثارة الليزر الى مستوى اعلى بكثير من حد العتبة ، فانها لاتتذبذب بصيغة مفردة بل بسلسلة متتالية من الصيغ . وانتاج سلسلة متوالية من النبضات الحادة يمكن انجازه بأثارة عدد ضخم من الصِّيغ باطوار مناسبة وبعلاقة سعة متبادلة .

والآن لنحصر انتباهنا في الصِّيغ المحورية للجهاز الليزري ، بفرض ان الصِّيغ اللامحورية الاخرى قد تم شطبها او تم خفض إثارتها بواسطة تأمين تناسق جيد من الاثارة وبواسطة اختيار مناسب لكل العوامل الهندسية . وفي هذه العملية سيكون توزيع المجال الكهرومغنطيسي في مستوٍ عرضي هو نفسه لجميع الصيغ المحورية ، ماعدا ان كون هذه الصيغ ، تتميز عن بعضها البعض بواسطة مستوياتها العقدية nodal planes وبواسطة الترددات التذبذبية المقترنة بهم . وقد بينا في الفصل الثالث ، بأن الصيغ المحورية تتباعد عن بعضها البعض بمسافات متساوية وان المسافة بين اية صيغتين متجاورتين تعطى بالعلاقة $\Delta\nu = c/2L'$ حيث تمثل L' المسافة البصرية بين العاكسين . وزمن المرور من العاكس الاول والى الآخر هو L'/c ، لذلك

$$\Delta\nu = \frac{1}{T}, \qquad (7.1)$$

حيث T ، هو الزمن اللازم لدورة مرور كاملة ومغلقة للضوء خلال الليزر * .

---

* لقد استخدمنا هنا الحرف T ، ليدل على كمية تختلف عن مدى عمر الفوتون ، الذي سبق واعطي له الرمز نفسه في المقطع 6.5 .

ويتغير عدد الصِّيغ المحورية المتهيجة آنياً مع اتساع الخط الطيفي ومع درجة الاثارة فوق حد العتبة over threshold . ويمكن ان يكون هذا التغيير جداً كبيراً في التشغيل النبضي العملاق ، عندما يتم دفع الشعبية المعكوسة الى مستوى اعلى بكثير من الحد الادنى الضروري للعتبة . وفي ليزرات الزجاج ـ النيوديميوم الضخمة ، حيث يكون L' من نسق الـ 1m ، وحيث يكون اتساع الخط الطيفي كبيراً ، يحتمل ان تثار الالاف عديدة من هذه الصِّيغ .

ولنعد الآن نوعاً من الخارج الليزري يمكن انتاجه فيما لو اثيرت عدد ضخم من الصيغ المفصولة بمسافات ترددية متساوية وذات سعات متساوية تقريباً . واذا قُدِّر لهذه الصيغ وبطريقة ما ان تُقفل be locked مع بعضها بعلاقة طور ثابتة ، فأن كل صيغة تذبذبية ستعمل على اعطاء موجة ذات سعة يمكن وصفها بواسطة (الجزء الحقيقي من) الدالة

$$e^{i\omega(t-x/c)},$$

حيث $\omega = \omega_0 + k\Delta\omega$ و $\Delta\omega = 2\pi\Delta\nu$. علاوة على ذلك ، عند اضافة 2n+1 من هذه الموجات ، تردداتها تتمركز حول ω_0 ، وتمتلك جميعها سعات متساوية ، فأن هذه الاضافة تؤدي الى الحصول على موجة توصف بالدالة

$$\sum_{k=-n}^{n} e^{i(\omega_0+k\Delta\omega)t}.$$

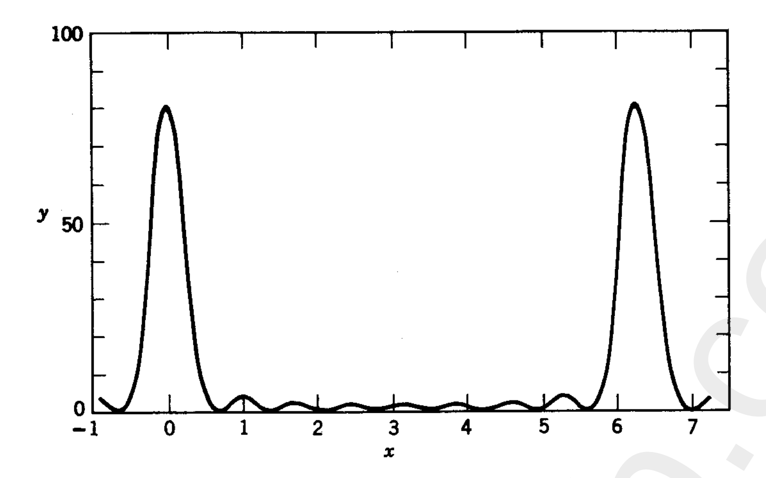
وهذه الدالة هي حاصل ضرب الدالة $e^{i\omega_0 t}$ مع دالة سعة من النوع

$$F(t) = \frac{\sin\,(n+\frac{1}{2})\,\Delta\omega t}{\sin\frac{1}{2}\,\Delta\omega t} \qquad (7.2)$$

وكنتيجة لهذا التركيب Synthesis ، نحصل على موجة تضمينية من السعة amplitude-modulated wave ، ترددها ω_0 وشدتها تتغير بمعدل $F(t)^2$. ويوضح الشكل 6.12 ، دالة نموذجية من هذا النوع . فالدالة F(t) هي دالة دورية امد دورتها $\tau = 2\pi/\Delta\omega = T$. وفي جوار النهاية العظمى الابتدائية primary maxima ، يكون التغيير في الشدة مشابهاً لتغيير الدالة

$$\left[\frac{\sin\,(n+\frac{1}{2})\,\Delta\omega t}{\frac{1}{2}\Delta\omega t}\right]^2.$$

وبالتالي تصل القيمة العظمى للشدة الى القيمة $(2n+1)^2$ ، وينفصل الصفر الاولي للدالة F(t) عن القيمة العظمى بالفترة الزمنية $\tau' = T/(2n+1)$.



شكل 6.12 الدالة $y = (\sin 4.5x/\sin 0.5x)^2$.

وبالنسبة لجهاز ليزري طوله البصري $L' = 60$ cm و $T = 4 \times 10^{-9}$ sec . فاذا حصل وأُقفلت 100 من الصيغ التذبذبية المحورية المتجاورة مع بعضها البعض لمثل هكذا ليزر ، فيمكن للواحد منا ان يحصل على قيمة شدة عظمى 10^4 من المرات ، ماهي عليه للصيغ الفردية . ويعني هذا ، 100 مرة أكبر من المجموع الكلي للشدات . وسيكون معدل تكرار النهايات العظمى هو $T^{-1} = 250$ MHz ، وستمتلك النبضات القصوى نصف اتساع من النسق 4×10^{-11} sec .

وعملياً ، كان اول تحقيق للقفل الطوري phase-locking للصيغ المحورية بواسطة استخدام مُضَمِّن صوتي acoustic modulator مندمجاً في ليزر الهيليوم – نيون [22] . وشوهدت التغيرات المتوقعة في الشكل الموجي waveform للخارج الليزري بنبضات اتساعها من النسق 2.5×10^{-9} sec وتتكرر بمعدل 56 MHz

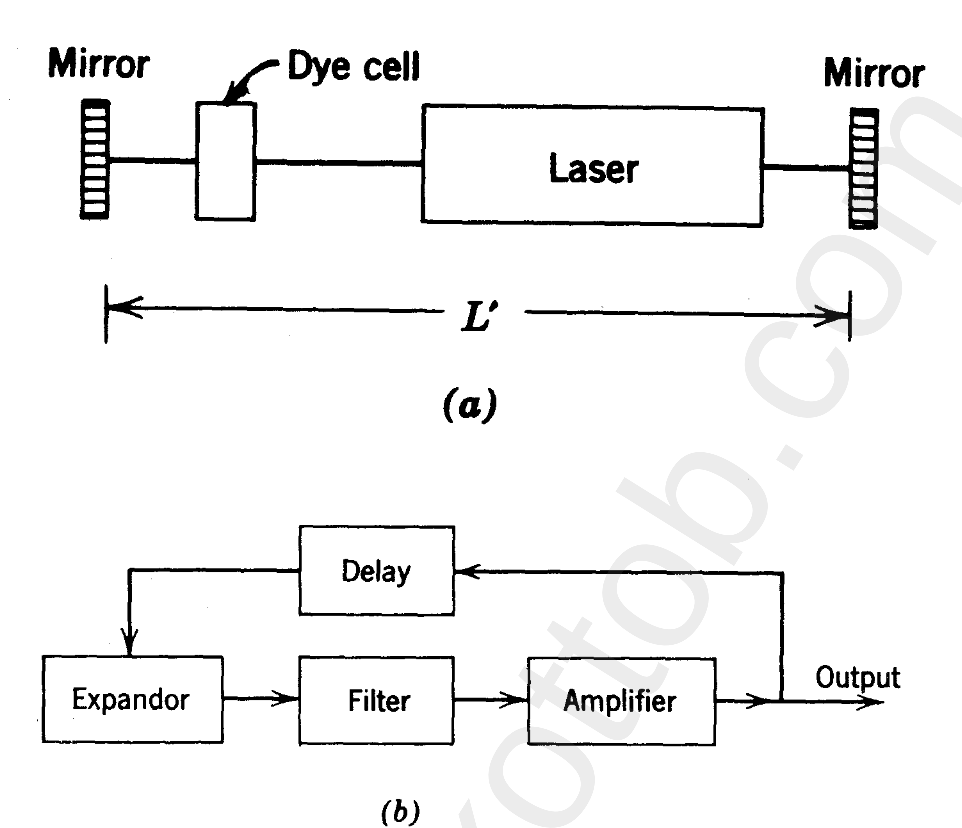
ويكون عدد الصيغ المتوفرة في الليزر الغازية محدوداً نسبياً ، والسبب يكمن في الاتساع الضيق للخط الطيفي . لذلك فأن طريقة القفل الطوري ، تُحقق اهميتها المرجوة في حالة الليزرات الصلبة ذات الخطوط الطيفية العريضة . وقد أستعرض عملياً القفل الصيغي mode- locking في الليزر الياقوتية في عام 1955 من قبل Deutsch [23] ، الذي حصل على نتوآت مسمارية أمدها 2 الى 4 nsec بأستخدام التضمين الصوتي وبمعدل يُحدده زمن العبور transit time . كما وتحدث النتوآت الحادة خلال الفترة الزمنية لنتوء منفرد اثناء تشغيل الليزر الاعتيادي

($\frac{1}{2}$ الى 1 μ sec) او خلال الفترة الزمنية لانبعاث النبضة العملاقة . ويمكن الحصول على تعزيز أكبر للنهايات العظمى باستخدام ليزر زجاج – نيوديميوم . واثناء العمل مع المضمن الضوئي المندمج في ليزر نيوديميوم متهيجة بمصباح وميضي ، حصل De Maria وشركائه في عام 1966 على نبضان منتظم بنهايات عظمى اتساعها 1 nsec فقط . واثبتوا ايضاً بوجوب ضبط تردد التضمين modulation frequency بصورة دقيقة الى الفرق الترددي بين الصِّيغ . وحتى النهايات العظمى الادق finer pealcs قد تم الحصول عليها من قبل مجموعة من العلماء في مختبرات بيل تلفون [25] . اللذين حصلوا على نبضات اتساعها من النسق 0.1 nsec تقريباً من ليزر $YAG:Nd^{3+}$ المتهيجة لكيما تشتغل تشغيلاً مستمراً عند مستوى واطىء من القدرة . واظهر التحليل الدقيق لمعلوماتهم بأن التضمين 300 MHz يقفل 40 صيغة تقريباً .

واظهرت التجارب الكثيرة بأنه يمكن انجاز القَفل الصِّيغي من دون استخدام مضِّمن يشتغل بمصدر خارجي .

فعند دمج خلية من ماصّ ملائم قابل للتبييض ، ينتج عن ذلك قفل ذاتي self-locking للصيَّغ الطولية [26,27] . كما ان القفل الذاتي وانتاج النبضات ذات النهايات العظمى العالية ، المتباعدة بفترات زمنية مساوية لزمن الرحيل عبر التجويف ، يمكن ان تُفهم بدلالة دائرة كهربائية مشابهة كما هو موضح في الشكل 6.13 . فالقسم (a) عبارة عن توضيح لجهاز ليزري بخلية صباغ قابل للاشباع Saturable dye cell ، والقسم (b) من الشكل عبارة عن تمثيل مشابه لشبكة كهربائية توِّلد النبضات ، تحتوي مضخماً اوتوماتيكياً للتباين الصوتي (ممدِّد expander) ، ومرشح Filter ومضخم وتغذية مرتدة feedback من خلال خط تعويق delay line.

والممدِّد عبارة عن عنصر في دائرة كهربائية يُظهر توهيناً اقل للاشارات الضخمة مقارنة بما يُظهره للاشارات الضعيفة . ويمنع انحلال (حطوط) الاشارة بواسطة الضجيج اثناء دوران النبضة حول حلقة التغذية المرتدة . فالممدِّد إذن يقوم باضعاف الاشارات ذات السعات الواطئة ويعمل على تقصير النبضة الدوارة الى ان يتحدد اتساع النبضة بالاستجابة الترددية للمرشح . اما المذبذب النبضي الاسترجاعي فيُنتج نبضات تتباعد عن بعضها البعض بالزمن الدوراني circulation time للموِّلد . واتساع النبضة المتولدة يساوي معكوس اتساع النطاق الترددي للمنظومة .



شكل 6.13 تمثيل تخطيطي لموّلد نبضات بصري تكراري (a)، وما يشابهه في الالكترونيات التقليدية ـ المولد النبضي لكتلر Cutler pulse generator (b) .

ففي المنظومة الليزرية الموضحة، تقوم الخلية الصباغية بدور الممدد expandor ، والبلورة الليزرية بدور مجموعة المضخم والمرشح . والزمن اللازم لرحيل الاشارة البصرية خلال المنظومة يزودنا بالتعويق dilay اللازم . فالاشارة الناتجة من الضجيج .noise ، تتضخم وتترشح وتُقص مركبات سعاتها الواطئة وتُعاد الى المنظومة [26] .

وعلى الرغم من ان التشبيه اعلاه يساعدنا في الحصول على تفهم بديهي للتشغيل ذات القَفل الصيّغي الذاتي، نجد من الضروري اجراء تحليل رياضي تفصيلي لشرح

صفاته الكمية ، وبشكل خاص حقيقة كون اعتماد القَفل الذاتي على موضع الخلية الصباغية dye cell ضمن التجويف الليزري . فنرى بأن جميع الصيغ تُقفل طورياً locked in phase عندما تكون الخلية الصباغية قصيرة نسبياً وموضوعة بالقرب من احدى المرآيا . ويُنجز القَفل الصيَّغي بالفعل المتبادل غير الخطي للاشعة ذات الترددات المختلفة ضمن الخلية الصباغية . والصفة اللاخطية للفعل المتبادل هي نتيجة كون الخلية الصباغية تشتغل في منطقة من الشدة intensity ، حيث تكون الانتقالات مشبعة تقريباً [28] .

وقد تم احراز اعلى القدرات القصوى من الليزرات الصلبة التي تشتغل في الصيغة النبضية العملاقة ، مقترنة مع تقنيات النبضة فوق القصيرة التكرارية . وان توليد وتطبيق النبضات فوق الصوتية والرتل النبضي ، هم من بين المجالات

المتطورة بصورة سريعة في الوقت الحاضر . وننصح القارىء بالرجوع الى المقالة الاستعراضية المنشورة من قبل الباحث DeMaria وشركائه [29] ، التي تزوده ببعد نظر في جوهر الحالة لهذا الفن حتى نهاية عام 1968 .

References المراجع

1. R. W. Hellwarth, Control of fluorescent pulsations, *Advances in Quantum Electronics,* J. R. Singer, Ed., Columbia University Press, New York, 1961, pp. 334–341.
2. A. A. Vuylsteke, Theory of laser regeneration switching, *J. Appl. Phys.,* **34,** 1615–1622 (1963).
3. F. J. McClung and R. W. Hellwarth, Giant optical pulsations from ruby, *J. Appl. Phys.,* **33,** 828–829 (1962).
4. R. J. Collins and P. P. Kisliuk, Control of population inversion in pulsed optical masers by feedback modulation, *J. Appl. Phys.,* **33,** 2009–2011 (1962).
5. A. J. De Maria, R. Gagosz and G. Barnard, Ultrasonic-refraction shutter for optical maser oscillators, *J. Appl. Phys.,* **34,** 453–456 (1963).
6. G. Bret and F. Gires, Giant-pulse laser and light amplifier using variable transmission coefficient glasses as light switches, *Appl. Phys. Letters,* **4,** 175–176 (1964).
7. P. P. Sorokin, J. J. Luzzi, J. R. Lankard, and G. D. Pettit, Ruby laser Q-switching elements using phthalocyanine molecules in solution, *IBM J. Res. Dev.,* **8,** 182–184 (1964).
8. P. Kafalas, J. I. Masters, and E. M. E. Murray, Photosensitive liquid used as a nondestructive passive Q-switch in a ruby laser, *J. Appl. Phys.,* **35,** 2349–2350 (1964).
9. B. H. Soffer, Giant pulse laser operation by a passive reversibly bleachable absorber, *J. Appl. Phys.,* **35,** 2551 (1964).
10. B. H. Soffer and R. H. Hoskins, Generation of giant pulses from a Nd-laser by a reversible bleachable absorber, *Nature,* **204,** 276 (1964).
11. P. P. Kisliuk and W. S. Boyle, The pulsed ruby laser as a light amplifier, *Proc. IRE,* **49,** 1635–1639 (1961).
12. J. E. Geusic and H. E. D. Scovil, A unidirectional traveling-wave optical maser, *Bell System Tech. J.,* **41,** 1371–1397 (1962).
13. C. G. Young, J. W. Kantorski, and E. O. Dixon, Optical avalanche laser, *J. Appl. Phys.,* **37,** 4319–4324 (1966).
14. W. G. Wagner and B. A. Lengyel, Evolution of the giant pulse in a laser, *J. Appl. Phys.,* **34,** 2040–2046 (1963).
15. C. C. Wang, Optical giant pulses from a Q-switched laser, *Proc. IEEE,* **51,** 1767 (1963).
16. A. Szabo and R. A. Stein, Theory of laser giant pulsing by a saturable absorber, *J. Appl. Phys.,* **36,** 1562–1566 (1965).
17. E. O. Schulz-Du Bois, Pulse sharpening and gain saturation in traveling-wave masers, *Bell System Tech. J.,* **43,** 625–658 (1964).
18. A. E. Siegman, Design considerations for laser pulse amplifiers, *J. Appl. Phys.,* **35,** 460 (1964).
19. E. L. Steele, *Optical Lasers in Electronics,* Wiley, New York, 1968.
20. N. G. Basov and R. V. Ambartsumian et al., Nonlinear amplification of light pulses, *Soviet Phys. JETP,* **23,** 16–22 (1966), [**50,** 23–34 (1966)].
21. N. G. Basov and V. S. Letokhov, Change of light pulse shape by nonlinear amplification, *Soviet Phys. Dokl.* **11,** 222–224, (1966), [**167,** 73–76, (1966)].
22. L. E. Hargrove, R. L. Fork, and M. A. Pollack, Locking of He-Ne laser modes induced by synchronous intra-cavity modulation, *Appl. Phys. Letters,* **5,** 4–5 (1964).

23. T. Deutsch, Mode-locking effects in an internally modulated ruby laser, *Appl. Phys. Letters,* **7,** 80–82 (1965).
24. A. J. De Maria, C. M. Ferrar, and G. E. Danielson Jr., Mode-locking of a Nd^{3+}-doped glass laser, *Appl. Phys. Letters,* **8,** 22–24 (1966).
25. M. Di Domenico, J. E. Geusic, H. M. Marcos, and R. G. Smith, Generation of ultrashort optical pulses by mode-locking the YAG laser, *Appl. Phys. Letters,* **8,** 180–183 (1966).
26. A. J. De Maria, D. A. Stetser, and H. Heynau, Self mode-locking of lasers with saturable absorbers, *Appl. Phys. Letters,* **8,** 174–176 (1966).
27. H. W. Mocker and R. J. Collins, Mode competition and self-locking effects in a Q-switched ruby laser, *Appl. Phys. Letters,* **7,** 270–273 (1965).
28. C. A. Sacchi, G. Soncini, and O. Svelto, Self-locking of modes in a passive Q-switched laser, *Nuovo Cimento,* **48,** 58–72 (1967).
29. A. J. De Maria, W. H. Glenn, M. J. Brienza, and M. E. Mack, Picosecond laser pulses, *Proc. IEEE,* **57,** 2–25 (1969).

٧

ليزرات اشباه الموصلات

Semiconductor lasers

7.1 تمهيد Introduction

تحصل الاشعة المتلاحمة المنبعثة من الليزر على طاقتها من مصدر طاقة كهربائي. واعتيادياً، تعاني الطاقة سلسلة طويلة من التحولات قبل ان تأخذ الشكل النهائي للاشعة المتلاحمة coherent radiation . فمثلاً في الليزرات المتهيجة بصرياً، تتحول الطاقة الكهربائية اولاً الى طاقة حركية للدقائق المشحونة في انبوبة التفريغ الكهربائي، ومن ثم تتهيج الذرات الموجودة في الانبوبة لتبعث بعدئذ باشعتها. وتنقل هذه الاشعة غير المتلاحمة الى مادة فعالة حيث يتم امتصاصها وحيث تجري عمليات اخرى قبل ان توضع المادة الفعالة في ظرف التكبير amplifying condition . وتكون هذه العمليات ايضاً معقدة في الليزرات الغازية المتهيجة كهربائياً، وتظهر الطاقة المخزونة في توزيع الشعبية المعكوس للغاز كناتج نهائي لسلسلة طويلة من الحوادث، كل منها كينونة غير كفوءة نسبياً، اي بكلام اخر، انها تسمح بحدوث تحولات طاقة في اتجاهات اخرى غير الاتجاه الذي تنتج فيه الفعالية الليزرية. وعلى الرغم من ذلك، يكون من الممكن في اشباه الموصلات، تحويل الطاقة الكهربائية مباشرة الى ضوء متلاحم. ويحدث مثل هذا التحويل في ليزرات الحقن للثنائي البلوري diode injection lasers التي تكون فيها الاثارة، هي الناتج المباشر للشغل المنجز بواسطة المجال الكهربائي المسلط على الناقلات المشحونة charge carriers في المادة. كما وتعتبر عملية حقن الناقلات هذه من اكفأ العمليات في تحويل الطاقة الكهربائية الى اشعة متلاحمة. وهي ليست العملية الوحيدة المتوفرة لاثارة اشباه الموصلات؛ ففي الحقيقة، يمكن ايضاً اثارة ليزرات اشباه الموصلات عن طريق الاثارة البصرية او عن طريق القصف الالكتروني او بالانهيار الجرافي avalanche breakdown

وتختلف ليزرات اشباه الموصلات عن الليزرات الصلبة الاخرى في اغلب الصفات الفيزياوية والهندسية . وابرزها ، الاختلاف في الحجم . حيث يكون حجم ليزر شبه الموصل اصغر بمقدار درجتين من درجات العظم مقارنة بحجم ليزر بلورية اعتيادية او غازية . ولايتجاوز اكبر بُعد في ليزر شبه موصلة عن 1mm . كما ان الخواص الفيزياوية لاشباه الموصلات الوثيقة الصلة بالموضوع وتغيراتهم مع المقادير الخارجية ، كالضغط ودرجة الحرارة ، تختلف بصورة واضحة عن الخواص والتغيرات للبلورة الايونية او الزجاج . وكنتيجة لهذه الفروق ، نحتاج في تحليل الشروط التذبذبية والتركيب الصيَّغي والمعلومات التشغيلية ذات الصلة ، الى حسابات تختلف عن تلك التي صادفتنا حينما تعلق الامر بالليزرات الصلبة الاخرى .

ولكيما نهيأ انفسنا لمناقشة ليزرات اشباه الموصلات ، سنبدأ اولاً باعطاء ملخص لخواص اشباه الموصلات الوثيقة الصلة بالموضوع مع التأكيد على تلك الخواص ذات العلاقة المباشرة بامتصاص وانبعاث الاشعة . وستحوي المقاطع التالية اوصاف لتشكيلة مختلفة من انواع الليزرات الشبه المَوصِّلة ، وسنعطي بالذات لليزر الحقنية injection laser ، الاهتمام الاكبر لأهميتها من الناحية العملية .

وان عمليات التبادل المعقدة والمتعددة للطاقة في اشباه المَوصلات ، لفتت نظر الكثير من الباحثين في استكشاف المواد الليزرية . فقد انجز مقدار ضخم من الشغل النظري في فترة زمنية قصيرة نسبياً في مؤسسات مختلفة ، كان غرضهم المشترك غربلة العمليات والمواد الشبه الموصلة التي يمكن استخدامها للاجهزة الليزرية . وقد بدأت بعض من هذه الافكار والحسابات قبل عام 1960 واستمرت الى مابعد ظهور اول ليزرات شبه الموصل في اواخر عام 1962 . وسنناقش بأختصار العلاقة بين العمل الفكري النظري والابتكار العملي لهذه الليزرات في مقطع الختام لهذا الفصل .

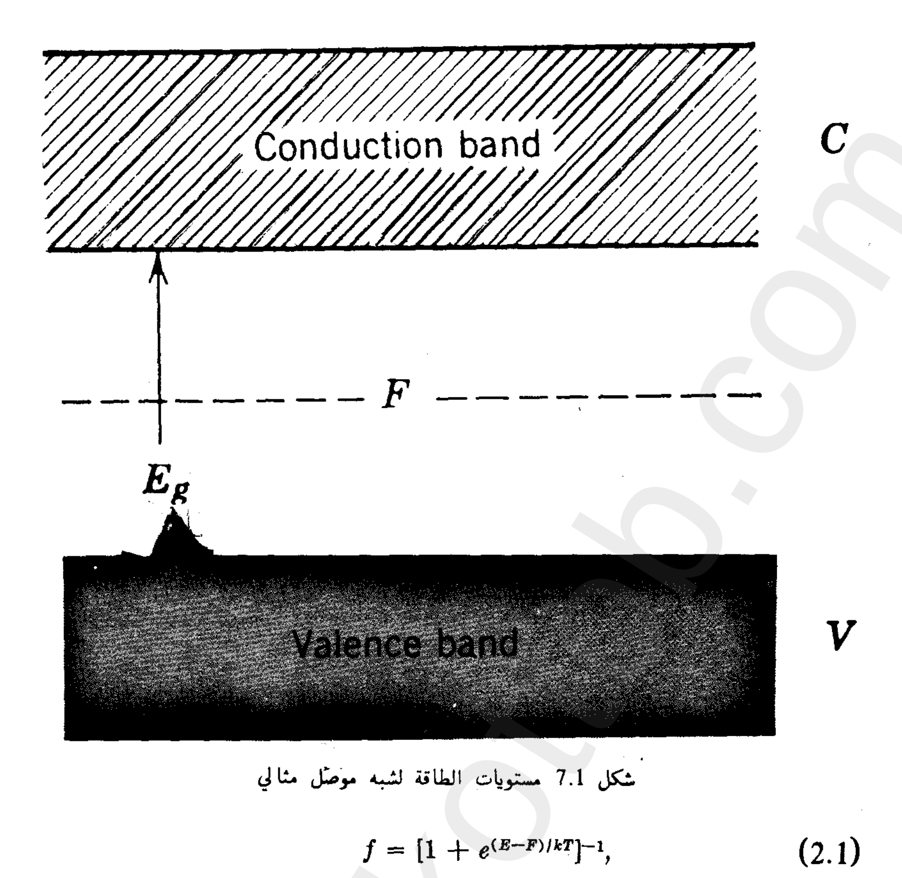
7.2 الخواص الاساسية لاشباه المَوَصِّلات

(Basic properties of semiconductors)

إن اشباه الموصلات مواد صلبة بلورية ، معاملات توصيلها الكهربائي اقل من معاملات التوصيل الكهربائي للفلزات بمقدار 7 الى 14 درجة من درجات العظم . وتتمثل بالعناصر مثل Si و Ge ، والمركبات مثل GaAs و InP و PbTe و PbS .

وتختلف اشباه الموصلات جوهرياً عن البلورات الايونية في تراكيب مستويات طاقتها وفي القيود المفروضة على الالكترونات في المادة . ففي البلورات الايونية ، تكون الالكترونات تابعة الى ايونات منفردة . وعلى الرغم من تأثر مستويات طاقة الايونات بقوى الاجهاد للايونات المجاورة ، الا انه من الممكن وبتقريب مناسب ان نتكلم عن مستويات طاقة الايونات المفردة . فعندما تصنع بلورة شبه الموصل ، فان ذراتها تعمل على الاحتفاظ بحصة منفردة من تلك الالكترونات الموجودة في اغلفتها الداخلية inner shells . واما الالكترونات الخارجية والتي يكون تماسكها الى الدرات ضعيفاً ، فتصبح الصفة الجماعية collective property للبلورة ككل . واما الخواص الفيزياوية لأشباه الموصلات فترتبط بكيفية توزيع ماتملكه من هذه الالكترونات الجماعية بين مستويات الطاقة للبلورة .

ويوضح الشكل 7.1 ، الميزة الرئيسية لمخطط مستوى الطاقة لبلورة شبه موصل مثالية (نقية) . حيث يتكون طيف الطاقة energy spectrum من أنطقة عريضة لمستويات مسموح بها : النطاق التكافؤي V ونطاق التوصيل C مفصولين بنطاق محرم (فجوة) عَرضه E_g . وتكون كثافة الحالات density of states في كل من نطاق التكافؤ ونطاق التوصيل دالة للطاقة ، وتكون كل حالة state مشغولة بالكترون واحد على الاكثر . ويمكن تمثيل احتمالية انشغال حالة ما ، بدالة التوزيع لفيرمي - ديراك



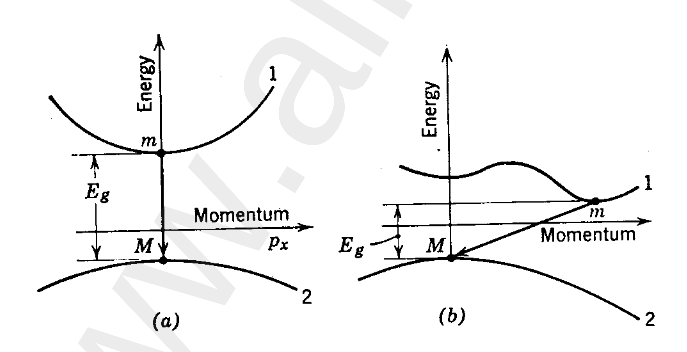
شكل 7.1 مستويات الطاقة لشبه موصّل مثالي

$$f = [1 + e^{(E-F)/kT}]^{-1}, \qquad (2.1)$$

حيث تمثل F مستوى فيرمي Fermi level الظاهر في الشكل 7.1 ، E طاقة الالكترون للحالة المعطاة ، T درجة الحرارة المطلقة . وعند درجة الصفر المطلق 0°K ، يكون نطاق التكافؤ في شبه المَوَصِّل المثالي مملوءاً تماماً ونطاق التوصيل فارغاً . وفي مثل هذا الوضع ، لايمكن لشبه الموصل ان يوصل التيار الكهربائي ؛ اي يصبح عازلاً كهربائياً . اما في الدرجات الحرارية الاعلى من الصفر المطلق ، فيتواجد دائماً بعض الالكترونات في نطاق التوصيل ؛ وبناء على ذلك ، يكون بالامكان لنوعي التيار من ان يسريا كنتيجة لحركة الالكترونات في نطاق التوصيل وحركة الفجوات (فجوات الكترونية holes) في نطاق التكافؤ المستحدثة بواسطة ارتقاء الالكترونات الى نطاق التوصيل . وهذه الفجوات الالكترونية holes في نطاق التكافؤ تكافيء تماماً دقائق ذات شحنة موجبة وتكون كتلتها بصورة عامة

مختلفة عن كتلة الالكترون الحر . وفي شبه الموصل المثالي ، يكون عدد الالكترونات في نطاق التوصيل مساوياً بالضبط لعدد الفجوات الالكترونية الموجبة في نطاق التكافؤ .

وبالحقيقة ، تكون طاقة الالكترون دالة لزخمه p او دالة للمتجه الموجي ذات العلاقة $\mathbf{k} = \mathbf{p}/h$. ويمكن في حالة استخدام بعد واحد ، ان نمثل الطاقة كدالة لمركبة الزخم ، ولنقل P_x ، وعندئذ بمقدورنا ان نبيِّن بأن E هي دالة للكمية P_x^2 ، وبناء عليه سيكون للطاقة E قيمة قصوى عند المقدار $P_x = o$. ويمكننا ايضاً ان نمثل الطاقة في نطاق التوصيل ونطاق التكافؤ بمنحنيات كالمبينة في الاشكال 7.2a و 7.2b . وقد تم تمثيل اعلى قيم الطاقة في النطاق التكافؤي بالنقاط M واوطىء قيم الطاقة في نطاق التوصيل بالنقاط m . وتتمثل فجوة الطاقة ، واعني اتساع المنطقة المحرمة E_g ، بالمركبة الشاقولية للمتجه الواصل من M الى m . وتكون سطوح الطاقة في الشكل 7.2a ذات مميزات بحيث تتحقق اوطأ قيمة دنيا lowest minimum في نطاق التوصيل عند قيمة الزخم نفسها p الذي يعطي اقصىٰ قيمة للطاقة في نطاق التكافؤ . وتدعىٰ المادة التي تتحقق فيها هذه الصفة بشبه الموَّصل المباشر . والنقيض لهذا الوضع ، معمم في الشكل 7.2b ، حيث تتحقق اوطىء قيمة دنيا في نطاق التوصيل عند النقطة m التي لاتعود الى نفس قيمة الزخم كما في النقطة M ، واعني ، موضع اعلى قيمة قصوىٰ في نطاق التكافؤ .



شكل 7.2 تركيب مستويات الطاقة لشبه الموصل المباشر (a) وغير المباشر (b) ؛ الخط 1 ، يمثل نطاق التوصيل ، والخط 2 ، يمثل نطاق التكافؤ .

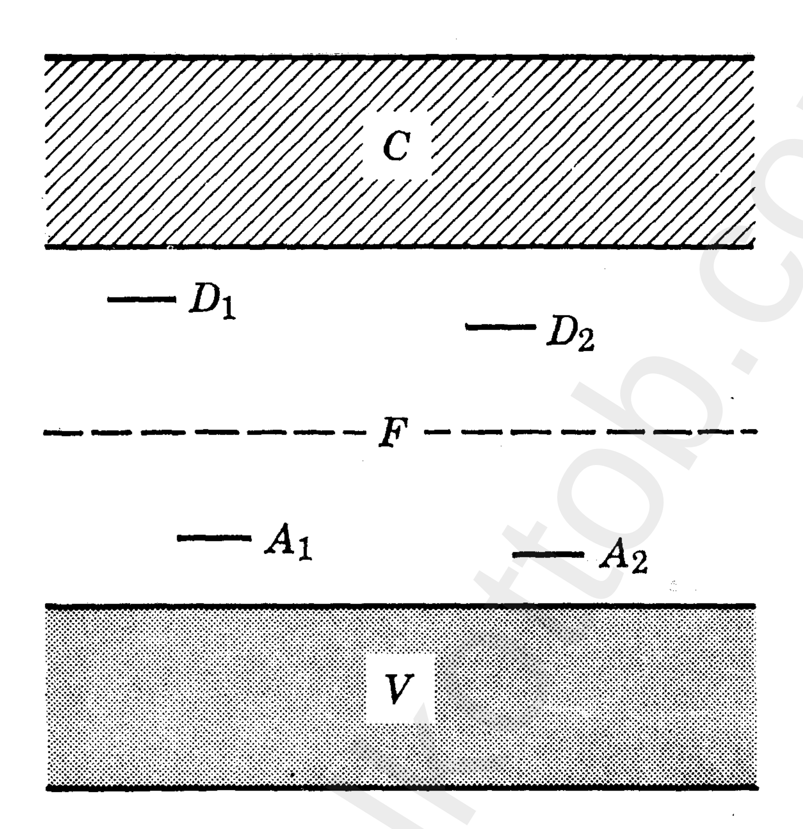
ويدعى هذا النوع من شبه الموّصل بغير المباشر . ويعتبر المركب GaAs، شبه موصل مباشر بينما المركب GaP والعناصر Si و Ge ، اشباه موصلات غير مباشرة .

وتظهر اهمية التمييز بين هذين النوعين من اشباه الموصلات من الحقيقة الكائنة أن في شبه الموصل المباشر ، يكون بامكان الالكترون الرجوع من اسفل نطاق التوصيل المتمثل بالنقطة m الى اعلى نطاق التكافؤ ، والمتمثل بالنقطة M ، من دون حدوث اي تغيير مهم في الزخم ، بينما في شبه الموصل غير المباشر ، يكون من الضروري حدوث تغيير كبير في الزخم . وتبين الحسابات البسيطة التالية بأن الفوتون المستحدث في عملية الانتقال ليس بامكانه تعويض هذا التغيير في الزخم .

واعتماداً على النظرية الكمية ، يكون مدى التغيُّرية variability لمركبة الزخم في تركيب دوري مدى دورته a ، محصوراً مابين $-h/2a$ الى $+h/2a$. وبناء عليه ، يكون التغيير في الزخم المناظر لازاحة من المركز للشكل 7.2 والى حافته هو $p_{max} = h/2a$. ومن جهة اخرى ، يكون زخم الفوتون ذات التردد ν، مساوياً $P = h\nu/c = h/\lambda$. وتكون النسبة بين هذين الزخمين هي $P/p_{max} = 2a/\lambda$. وبما ان a تساوي عدداً قليلاً من الانكشترومات ، وطول موجه الضوء المنبعث هو من النسق 10^4 Å ، نرى بأن الفوتون قادر على احداث تغيير حداً صغير في الزخم مقارنة بمدى مركبة الزخم المبينة في الاشكال . ومن هنا ، واستناداً الى مبدأ حفظ الزخم ، يجوز لنا تمثيل الانتقال المصحوب فقط بانبعاث فوتون كخط شاقولي تقريباً في الشكل 7.2 . فلو حدث الانتقال كما هو mM في الشكل 7.2b ، فيجب ان تصحبه عملية اخرى تقوم بتعويض الفرق في الزخم . وتتم عادة هذه العملية بانبعاث فونون phonon ، الذي يكتسب هذا الزخم ويحمل معه بعيداً بعض من الطاقة ايضاً .

وان المخططات البسيطة لمستويات الطاقة الموصوفة آنفاً ، يمكن تطبيقها لاشباه الموصلات النقية والمثالية تماما . واما في البلورة الحقيقية ، فيحتمل ان تظهر مستويات طاقة اضافية كتلك التي اعطيت لها الرموز D و A في الشكل 7.3 . وتستحدث هذه المستويات كنتيجة لوجود العيوب البلورية ، كالشوائب والفجوات والانفكاكات . وعندما تكون هذه العيوب قليلة ، فأن هذه المستويات تتمركز في

جوار العيوب المناظرة ، وتكون متميزة عن المناطق المسموحة والتي تعود الى البلورة ككل .



شكل 7.3 مستويات طاقة شبه موَصِّل حاوي على شوائب

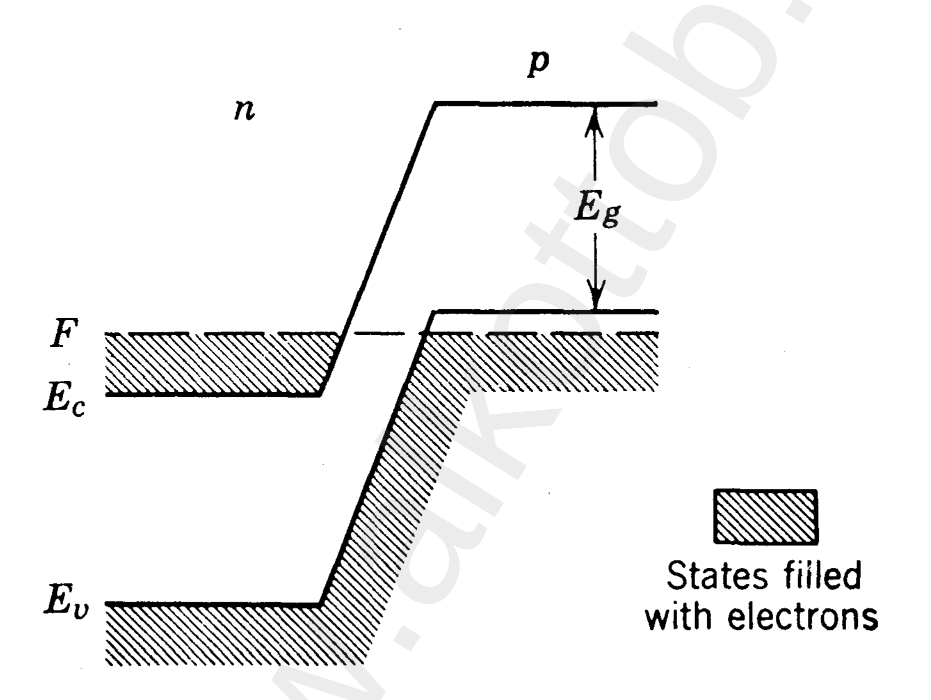
ويتم كخطوة اولية في البلورة الحقيقية ، تحديد عدد الجسيمات التي تعمل كناقلات للتيار ، عن طريق وجود الشوائب التي يمكن تصنيفها الى الصنوف التالية : الشوائب المانحة ، وتقع مستويات طاقتها عموماً قرب نطاق التوصيل . والشوائب القابلة وتقع مستوياتها عادة قرب نطاق التكافؤ . واخيراً الشوائب التي تقع مستوياتها في عمق المنطقة المحرمة . والنوعان الأولان هما الاكثر اهمية ؛ حيث يتم استخدامها عمداً في كثير من الاوقات لانتاج نوع سالب او نوع موجب من اشباه الموصلات . وينتج النوع السالب من شبه الموصل عندما نزرع في داخل الشبيكة البلورية عنصراً يمتلك الكترونات تكافؤ اكثر من الموقع الشبيكي lattice site المستدعى اليه . فتصبح مثل هذه الذرة او هذا الايون مانح الكتروني ؛

اي تقوم بتجهيز الكترونات قادرة على الحركة بصورة حرة نسبياً . وعند زرع عنصر تكافؤه اوطىء من التكافؤ الخاص بالشبيكة ، فانه يصبح قابل الكتروني ؛ فيسرق النطاق التكافؤي لأحد الالكترونات العائدة للبلورة المثالية . وبهذه الطريقة يتم استحداث فجوة الكترونية موجبة hole في المادة ، والتي تسمى بعدئذ بشبه موصل موجب . وفي كثير من التطبيقات يتم معالجة اشباه المُوصلات بشوائب من كلا النوعين ، حيث تنشر الذرات المانحة في احد اجزاء البلورة ، وتنشر القابلة في الجزء الآخر . وتدعى منطقة الانتقال الاشعاعي الفاصلة لهذه الاجزاء ''بالملتقى p-n junction'' .

وكلما ازداد عدد الشوائب المانحة في شبه الموصل السالب ، فان تأثيرهم لايبقى متمركزاً في المكان نفسه . فمثلاً عند التراكيز 10^{16} cm^{-3} واعلى ، تعمل الذرات المانحة بصورة جماعية على تحطيم التركيب الكلي لمستويات طاقة شبه الموصِّل ، وذلك عن طريق تجهيز الالكترونات القادرة على المرور وبسهولة الى داخل نطاق التوصيل ، مما يسبب زحزحة مستوى ڤيرمي الى الاعلى . ومع زيادة التركيز اكثر فأكثر ، تتوسع مستويات طاقتها فتندمج في نطاق التوصيل ، حيث يزاح مستوى ڤيرمي كلياً الى داخل ذاك النطاق ، كما هو مبين على الجانب الايسر من الشكل 7.4 . أما في شبه الموصل الموجب ، فان وجود الذرات القابلة تعمل على خفض مستوى ڤيرمي ، الذي يمكن ان يقع بعد ذلك تحت الحافة العليا top edge للنطاق التكافؤي . وهذا مبيَّن على الجانب الايمن من الشكل . وعندما يخترق مستوى فيرمي لنطاق التكافؤ او نطاق التوصيل ، فان شبه الموصل في هذه الحالة يدعى ''منحلاً degenerat'' .

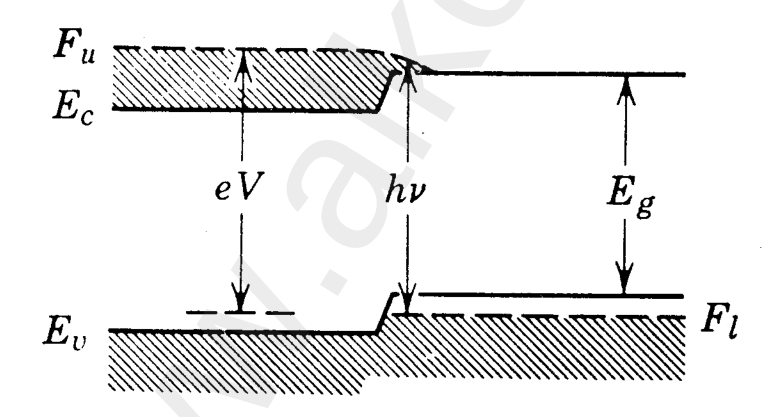
ويمكننا ان نبيِّن وبجدال بسيط في مجال الثرموداينميك بانه ، عندما تكون الاجسام الصلبة المتلامسة ، في توازن ديناميكي حراري ، فأن مستوياتها لڤيرمي تتساوى لان طاقة ڤيرمي تقوم بدور الجهد الكهربائي الكيماوي electrochemical potential . فعندما يوضع جسمين صلدين غير متشابهين . في حالة تماس ، يحدث بينهما انتقال في الشحنة الى ان تتساوى مستويات فيرمي لهم . ويعزى ايضاً هذا الانتقال في الشحنة الى الفرق بجهد التماس الملاحظ بين الفلزات .

وكنتيجة لتطابق مستويات فيرمي ، فان التوزيع الالكتروني في الملتقى وتحت شرط التوازن الحراري ، سيأخذ الصيغة المبينة في الشكل 7.4 ، حيث يظهر مستوى فيرمي وكأنه فاصلاً للحالات المليئة عن الحالات غير المليئة ؛ وفعلياً ، تعطى احتمالية ملى الحالة بالعلاقة (2.1) ، وهناك دائماً بعض الالكترونات فوق مستوى ڤيرمي . كما وتقوم درجة الحرارة المطلقة بتحديد نوعية الحدود الفاصلة بين المناطق المليئة وغير المليئة . وعندما يتم تطبيق فولتية بالاتجاه الامامي للملتقى ، وذلك بربط المناطق الموجبة والسالبة لشبه الموصل الى النهايات الموجبة والسالبة



شكل 7.4 رسم تخطيطي لمستويات طاقة الملتقى .

لبطارية ، تتحرك الالكترونات من المنطقة السالبة الى المنطقة الموجبة ، وتتحرك الفجوات الالكترونية الموجبة holes من المنطقة p الى المنطقة n . وبهذا ، ستتواجد الالكترونات والفجوات الموجبة في المنطقة نفسها ؛ وينتج عن عملية اعادة اتحادهم في انبعاث الاشعة . ويبين الشكل 7.5 ، تركيب مستويات الطاقة للملتقى ذات الانحياز الامامي forward bias . فمستويات الطاقة الآن مزاحة عن بعضها البعض بحيث يكون $eV = F_u - F_l$ ، حيث تمثل V القوة الدافعة الكهربائية المسلطة ناقصاً الانخفاض بالجهد الناتج عن الخسارات الاومية ohmic losses في المادة الشبه الموصلة . وان الوضع الممثل في الشكل 7.5 ، يعود الى شبه الموصّل المنحل . كما وان مستويات ڤيرمي المفصولة والمرسومة في المناطق n و p ، والتي هي ليست في توازن حراري مع بعضها البعض ، تمتلك المعنى الآتي : ضمن كل نطاق ، يقام وبصورة سريعة ، وضع من التوازن الحراري النسبي ، فيمكن عندئذ للتوزيع الالكتروني ضمن النطاق ، ان يوصف بدالة فيرمي - ديراك مع مقدار متغير مثل F لتمييز ذلك النطاق .



شكل 7.5 رسم تخطيطي لمستويات الطاقة للتقى ذات انحياز امامي forward bias .

ويجب هنا ان نذكر بأن الملتقى من شبه الموصل، الذي يتم تشغيله بجهد امامي، لايكون في حالة توازن ديناميكي حراري. وذلك لسريان تيار ضخم خلال الملتقى، مما يجعل منطقة الملتقى نفسها بعيدة عن وضع التوازن. كما لايمكن تطبيق مستوى فيرمي كمبدأ على منطقة الانتقال الاشعاعي.

7.3 الانبعاث والامتصاص الاشعاعي في اشباه الموصّلات

Emission and absorption of radiation in semiconductors

عندما يتحد الكترون مرة ثانية مع فجوة الكترونية موجبة، فان جزءاً من الطاقة المتحررة او جميعها، تتحول الى اشعة. وفي شبه الموصل المباشر، يمكن للطاقة الكلية ان تتحول الى فوتون، يتحدد تردده آنذاك بالمعادلة

$$h\nu = E_2 - E_1, \tag{3.1}$$

حيث تمثل E_2 و E_1 طاقة الالكترون في المستويين الاولي والنهائي. اما في شبه الموصل اللامباشر، فان المعادلة (3.1)، يجب تبديلها بالمعادلة

$$h\nu + \Delta = E_2 - E_1, \tag{3.2}$$

حيث يدل الرمز Δ على طاقة الفونون phonon المنبعث. ويمكن ان تحدث عكس هذه العمليات، واعني، ان بامكان الاشعة الساقطة ان تُمتص من قبل شبه الموصل، وبذلك يصعد الكترون من النطاق التكافؤي الى مستوى فارغ في نطاق التوصيل. ومرة اخرى نذكر، انه بالامكان حدوث مثل هذه الظاهرة مصحوبة او غير مصحوبة بامتصاص آني او استحداث آني لفونون. كما ويمكن ايضاً ان تحدث الانتقالات بحيث ان كل الفرق بالطاقة، يتحول الى فونونات phonons وبدون انبعاث اي فوتون.

ويمكن للالكترونات في نطاق التكافؤ ، والفجوات الموجبة في نطاق التوصيل ، بالحركة والانتقال من مستوى الى آخر . فتنجرف الالكترونات سريعاً الى اخفض مستوى متوفر في نطاق التوصيل ، وتنجرف الفجوات الموجبة الى اعلى مستوى متوفر في نطاق التكافؤ . وتحدث هذه التغيرات ضمن كل نطاق بسرعة اكبر بكثير من سرعة عملية اعادة الالتئام ، ولذلك ، يكون تردد الضوء الملحوظ عند الانبعاث وكانه يعود تقريبياً لى طاقة الفجوة بين النطاقين energy band-gap . ومن جهة اخرى ، يكون الطيف الامتصاصي لشبه الموصل عريضاً ، ويتم تحديد اوطأ حد لتردده بالعلاقة $h\nu = E_g$ ، حيث بالامكان امتصاص فوتونات ذات طاقة اعلى من هذا الحد . وهذه الفوتونات بامكانها استحداث فجوة موجبة تحت قمة النطاق التكافؤي او بامكانها رفع الكترون الى مستوى فوق قعر نطاق التوصيل . وتظهر الطاقة المنبعثة في عملية انجراف الحاملات carrier drift ضمن النطاق الواحد كطاقة حرارية .

وإن الآلية الموصوفة هنا ، تشابه الآلية القِمْعية funneling mechanism الملحوظة في الياقوت والبلورات الليزرية الاخرى . ويوحي هذا التشابه ، امكانية أثارة اشباه الموصلات عن طريق الضخ البصري . وبالحقيقة ، يمكننا فِعل هذا الشيء ، على الاقل في حالة بعض اشباه الموصلات ، الا ان هناك طريقة اكثر ملائمة واكثر كفاءة لاستحداث الازواج الضرورية من الالكترونات والفجوات الموجبة ، وسوف نعطي الاهتمام الاكبر لتلك الطريقة ، والتي تدعى بطريقة حقن الحاملات carrier injection . وتدعى الليزرات التي تنتج بهذه الطريقة بليزرات الحقن injection lasers .

كلنا يعلم ، ان الالكترونات تتواجد في نطاق التوصيل لشبه الموصل السالب المعالج بصورة مركزة ؛ وتتواجد الفجوات الموجبة holes في نطاق التوصيل للمادة المشابهة من النوع الموجب . فعند صياغة صمام ثنائي بلوري semiconductor diode يتكون من بلورة مفردة تحوي منطقة موجبة ومنطقة اخرى سالبة ، سيكون هناك طبقة انتقالية transition layer وسط هذه الطبقات ، تدعى بالملتقى p-n junction . وتتواجد الحاملات ذات الشحنات المتناقضة على الاطراف المتناقضة للملتقى . وتتم عملية اعادة الالتئام ، عندما يتم سحب الالكترونات والفجوات الموجبة الى المنطقة نفسها من الحيِّز . ويتم انجاز هذه

العملية بتطبيق فولتية امامية (الموجب للبطارية على الجانب الموجب) للصمام الثنائي البلوري diode ، حيث ينتج تياراً كهربائياً ضخماً ، يتكون من سريان الفجوات الموجبة من الطرف الموجب وسريان الالكترونات من الطرف السالب الى داخل الملتقى. فيعاد التئامهم في (او بجوار) منطقة الملتقى ، فينتج عن ذلك ، انبعاث اشعة تدعى بأشعة اعادة الالتئام ، التي تنبعث اعتيادياً من منطقة انتقالية رقيقة جداً . ولكثافات تيار معتدلة ، تمتلك هذه الاشعة مميزات الاشعة المنبعثة آنياً . وكلما ازدادت كثافة التيار ، تصبح عملية الانبعاث المستحث للاشعة هي العملية المتغلبة في بعض اشباه الموصلات ، ومنها المركب GaAs ، كأحسن مثال معروف .

إن اهم خاصية في مركب GaAs ، كونه شبه موصل مباشر ، مقارنة بالعناصر Ge و Si ، كونها اشباه موصلات غير مباشرة مع العلم بامكانية بعث هذه العناصر لاشعة اعادة الالتئام . وسوف نتطرق فيما بعد الى بحث اهمية هذا الفرق من وجهة نظر الفعالية الليزرية .

ويحتل ارسينايد الكاليوم Gallium arsenide ، نفس الدور بين اشباه الموصلات كالدور الذي يحتله الياقوت بين البلورات الايونية . فهو الاول والاكثر استخداماً من بين المواد الليزرية الشبه الموصِّلة . ومع تأجيل الوصف التفصيلي لجهاز ليزر الحقن لمادة GaAs حتى المقطع 7.4 ، نوَّد هنا ان نسطر الخواص التالية لغرض التوضيح : تتغير طاقة الفجوة النطاقية band - gap energy لمادة GaAs مع الدرجة الحرارية ومع المحتويات من الشوائب ومع الضغط . فمثلاً ، عند الدرجة الحرارية 77°K ، تكون الفجوة النطاقية ، E_g ، لمادة GaAs النقية هي 1.51 eV ؛ وعند 300°K ، تكون فقط حوالي 1.41 eV . ويعمل وجود الشوائب ، على تقليل اتساع المنطقة المحرمة . ويجب التأكيد على ان التركيب النطاقي الحاد والمحدَّد جيداً ، نتوقعه في حالة التركيب الشبيكي الدوري الدقيق . وهذا يعني ، ان تواجد عدد ضخم من الايونات الغريبة المبعثرة بطريقة عشوائية فيما بين ايونات Ga و As الموضوعة بصورة منتظمة ، يُمثل خروجاً عن النموذج الناتج في التركيب النطاقي . وهذا يُسبب شذوذ عند حافات النطاق ، وكنتيجة ، يمكن للانتقالات ان تحدث بتغيير طاقة اقل من E_g في المادة النقية . وبالحقيقة ، اننا نحصل على اشعة اعادة الالتئام recombination radiation من دايودات

GaAs المعالجة بصورة ثقيلة عند الدرجة الحرارية 77°K ، مع توزيع طيفي قيمته القصوى تقع مابين 8400 و 8500 Å ؛ وهذا يناظر طاقة فوتون تتراوح مابين 1.46 و 1.48 eV . وهذه الارقام غامضة بالضرورة ، والسبب ان موضع القيمة القصوى peak يعتمد على طريقة المعالجة doping وعلى كثافة التيار . فكلما ازدادت كثافة التيار ، انزاحت القيمة القصوى لأشعة اعادة الالتئام الى منطقة الاطوال الموجية القصيرة ، وتبدأ عندئذ مميزات الاشعة المستحثة بالظهور . ويمكن للاشعة المستحثة ان تصبح متغلبة فيما اذا عملنا على تجهيز باعث الاشعة emitter of radiation بسطوح عاكسة مناسبة لتعطيه التركيب الليزري .

وبما ان القوانين العامة للانبعاث والامتصاص الاشعاعي تبقى سارية المفعول لأشعة الالتئام ، كسريان مفعولها على الانتقالات الاعتيادية في داخل الذرة ، فانه يُتوقع حدوث الانبعاث المستحث والامتصاص المستحث كلما حدث انبعاث آني . والسؤال هو : تحت اي الظروف يزيد المعدل الزمني للانبعاث المستحث على المعدل الزمني للامتصاص المستحث في ملتقى شبه الموصِّل المباشر؟

نحن نعلم بأن الانبعاث والامتصاص المحصور في مدى فترة طيفية ضيقة ، يكون مقترناً بالانتقالات مابين مجموعة من المستويات تقع عند قعر نطاق التوصيل ومجموعة اخرى تقع عند قمة نطاق التكافؤ . وان المعدلات الزمنية لحدوث هذه العمليات تتناسب طردياً مع الكثافة الاشعاعية المهيِّجة (لكل وحدة فترة ترددية) ، u_ν ، ومع معامل الانتقال لأينشتاين B ، الذي يملك القيمة نفسها لكلا الانتقالين ، المتجه الى الاعلى والمتجه الى الاسفل . واضافة لذلك ، يتناسب الانبعاث المستحث طردياً مع عدد الانتقالات الممكنة بين الحالات المليئة العلوية والحالات الفارغة السفلية ، بينما يتناسب الامتصاص طردياً مع عدد الانتقالات الممكنة بين الحالات المليئة السفلية والحالات الفارغة العلوية empty upper states.

ولتكن $f_c(E)$ و $f_v(E)$ ، الاحتماليات لاحتلال حالة ما ، طاقتها E في نطاق التوصيل ونطاق التكافؤ على التوالي . اذن تكون احتمالية احتلال حالة ما طاقتها E_2 في نطاق التوصيل ، بينما تكون حالة طاقتها E_1 في نطاق التكافؤ فارغة ، هي $f_c(E_2)[1-f_v(E_1)]$ ، او باختصار $f_c(1-f_v)$. وبناء عليه ، يتناسب المعدل

الزمني للانتقال السفلي المصحوب بتغيير في الطاقة من E_2 الى E_1 ، طردياً مع $Bu_\nu f_c(1-f_v)$. ويتناسب المعدل الزمني للعملية العكسية لهذا الانتقال طردياً مع $Bu_\nu f_v(1-f_c)$. ومن ثم سيزيد المعدل الزمني للانبعاث المستحث على الامتصاص المستحث اذا كان ، وفقط اذا كان ،

$$f_c(1-f_v) > f_v(1-f_c) \tag{3.3}$$

ويمكن تبسيط هذه المتباينة الى الشكل

$$f_c > f_v \tag{3.4}$$

ويمكننا ان نستخلص من المتباينة (3.4) ، استنتاجاً مهماً في الحالة التي تكون فيها الالكترونات في كلا النطاقين واصلة الى ظرف التوازن الحراري مع الشبيكة البلورية . لانه من المحتمل ان يحصل هذا الشرط من التوازن في زمن قصير مقارنة بمدى عمر الحاملات carrier lifetime . اذن ، فعند حقن الالكترونات في داخل نطاق التوصيل او حقن الفجوات الموجبة في نطاق التكافؤ ، فأن احتمالية الاحتلال لمستوى في اي من النطاقين ، يجوز كتابتها بالشكل (2.1) ، واعني

$$f_c^{-1} = 1 + e^{(E_2-F_c)/kT}; \quad f_v^{-1} = 1 + e^{(E_1-F_v)/kT},$$

حيث تمثل F_c و F_v ، مَعْلمات التوزيع في النطاقين . وتسميان بشبه مستويات فيرمي quasi - Fermi levels لنطاق التوصيل ونطاق التكافؤ على التوالي؛ وتمثل E_2 و E_1 ، طاقات الحالتين الاولية والنهائية . ويتبع من المتباينة (3.4) على ان

$$e^{(E_1-F_v)/kT} > e^{(E_2-F_c)/kT},$$

ومن ثم

$$F_c - F_v > E_2 - E_1 = h\nu, \tag{3.5}$$

حيثما ν هو تردد الفوتون المنبعث . وبما ان $E_2 - E_1$ ليس اقل من E_g ، فانه يتبع ايضاً

$$F_c - F_v > E_g. \tag{3.6}$$

وتكافىء هذه المتباينة شرط الشعبية المعكوسة في الليزرات الاعتيادية . وقد تم اشتقاقها بصورة مستقلة وبالوقت نفسه من قبل Basov و Krokhin و Papov[1] من معهد Lebedev في موسكو ، ومن قبل Bernard و Duraffourg [2] من مؤسسة الاتصالات السلكية واللاسلكية الوطنية الفرنسية . وهذه النتيجة ، التي تم الحصول عليها قبل وقت قصير من نجاح بناء اول ليزر شبه موصّلة ، تتضمن المستلزمات التالية :

1- يجب تجهيز المادة الليزرية بكمية كافية من الشوائب وذلك لجعل على الاقل واحد من اطراف الملتقى ، يمتلك خاصية المنحل degenerate ، والا وقعت مستويات ڤيرمي في فجوة الطاقة ذات الاتساع E_g .

2- يجب ان يزيد الانحياز الامامي عن القيمة E_g/e .

كما ويجب ان نؤكد بأن الحسابات اعلاه يمكن تطبيقها فقط لاشباه الموصلات المباشرة . اما في حالة اشباه الموصلات غير المباشرة ، فان الحسابات تكون اكثر تعقيداً وذلك لوجوب الاخذ بنظر الاعتبار ، احصائية الفونونات اللازمة للانتقالات . واما عند الدرجات الحرارية المنخفضة ، فيمكن اهمال العمليات التي تحتاج الى امتصاص فونون من الشبيكة ، ومن ثم ، وبدلاً من المتباينة (3.6) ، نحصل على المتباينة

$$F_c - F_v > E_g - \Delta, \qquad (3.7)$$

حيث تمثل Δ ، طاقة الفونون المستحدث بواسطة الانتقال .

فعندما نقارن بين (3.6) و (3.7) ، تظهر الحالة لشبه الموصل غير المباشر ، ملائمة بصورة ظاهرية . ومع ذلك ، علينا ان نتذكر بأن الشعبية المعكوسة غير كافية وحدها لانتاج الفعالية الليزرية . فشرط العتبة يجب ان يتحقق ، والذي يحتاج بأن يكون في واحدة من الصيغ على الاقل ، المعدل الزمني لانتاج الفوتونات يزيد على المعدل الزمني لخسارة الفوتونات نتيجة كل المسببات . وفي حالة اشباه الموصلات غير المباشرة ، تكون المعدلات الزمنية للانتقال (الى الاعلى والى الاسفل) بطيئة جداً مقارنة بالعمليات الاخرى المسؤولة عن الخسارات ، بحيث لايمكن احراز ربح صافي بدلاً من الشعبية المعكوسة . فالفرق الاساسي بين شبه الموصل المباشر وغير المباشر هو حقيقة كون المعدلات الزمنية للانتقالات الاشعاعية في الاول عالية بينما في الاخير تكون منخفضة .

فعند النظرة الاولى ، نكون محتارين بكون المعدلات الزمنية للانتقالات المنخفضة ، قادرة على منع الفعالية الليزرية تماماً ، والسبب ، انه عند حدوث وضع

مشابه في حالة الليزرات البلورية الايونية ، فالنتيجة ليس غير ان تُصنع الليزر اطول او تصنع النهايات اكثر انعكاسية . كما انه من الممكن تشغيل الليزر الايونية بربح صغير . اما هنا فالوضع يختلف ، وذلك لاختلاف الآليات المهمة للخسارة الاشعاعية في اشباه الموَصِّلات عن تلك التي واجهتنا في الليزرات ذات الثلاثة والاربعة مستويات . ففي الانواع الاخيرة ، تحدث الخسارات الرئيسية عند السطوح النهائية ؛ وبناء عليه ، يمكن ايجاد شرط العتْبة بمساواة الخسارات عند النهايات مع التكبير المحسوب من قيمة معامل الامتصاص (السالب) المناسب للشعبية المعكوسة . اما في المواد شبه الموَصِّلة ، فتتغلب الخسارات الحجمية volume losses ؛ وهذه تنتج من امتصاص الاشعة المتلاحمة coherent في شبه الموَصِّل من دون اية زيادة مناظرة في قابلية الشبه الموَصِّل على إعادة بعث اشعة من التردد نفسه . ومثل هذه الاحداث لاتحدث في الياقوت ولا في البلورات المشابهة ، والسبب لان الظواهر الانبعاثية والامتصاصية الوثيقة الصلة بالموضوع ، تحدث مرتبطة مع انتقالات بين مستويين محددين جيدا في مادة متماثلة اصلاً . وكما ذكرنا سابقاً ، يحوي شبه الموصل نطاقات طاقة و ـ مادام هناك فجوات vacancies سفلية ـ فأن بامكان الالكترون ان ينجرف الى مستوى اوطأ ضمن النطاق من دون بعث اية اشعة . ولذلك يكون من الممكن لألكترون في اي من الانطقة ، امتصاص اشعة بواسطة الانتقال من حالة ذات طاقة منخفضة الى اخرى فارغة ذات طاقة اعلى ضمن ذلك النطاق . وتدعى هذه الظاهرة بامتصاص الحاملات الحر . كما ويمكن للالكترون الرجوع الى حالة منخفضة وذلك بتحرير الطاقة الفائضة بشكل طاقة حرارية .

ويعتبر امتصاص الحاملات الحر ، عاملاً تحديدياً خطيراً جداً في تشغيل الليزر شبه الموصلة ، وذلك لانه لايسبب نقصاناً في التكبير الفعلي فقط ، بل يسبب في تسخين البلورة ، يليه تدهور اكثر في خواصه كمضخم . وهناك ظواهر اخرى ، كامتصاص الشوائب للاشعة او تشتيتها ، تعمل ايضاً على تقليل التكبير الفعلي . ويكون تأثير هذه الظواهر مجتمعة ، كبيراً جداً بحيث يمكننا في التقريب الاولي ، اهمال تأثير النهايات كلياً ومن ثم حساب تيار العتبة من الشرط الذي ينص على ان المعدل الزمني لحقن الحاملات ، يجب ان يكون كبيراً كفاية لجعل التكبير الفعلي على الاقل صفراً .

ويمكن توضيح الصعوبة بحقيقة كون معامل الخسارة الحجمية المقاس في مختلف ليزرات GaAs ، هو من النسق 10^{-1}cm . وهذا يختلف عن المعدل الزمني الاقصى للتكبير الممكن احرازه نظرياً من ليزر ياقوتية متهيجة تهييجاً كاملاً ، والذي يساوي $0.4\,cm^{-1}$. وان تشغيل ليزر شبه موصلة يحتاج الى مادة تمتلك ربحاً

ذاتياً كبيراً جداً قبل امتلاكها لامتصاص الحاملات الحر والخسارات الاخرى التي لايمكن تجنبها .

ويستثنىٰ من هذه المواد ، اشباه الموصلات غير المباشرة وذلك لامتلاكها ربحاً ادنىٰ ، ولهذا السبب بَطُل استخدام شبه الموصلات المعروفة Ge و Si ، كمواد ليزرية . وكذلك أُلغي استخدام المركب GaP النقي ، والذي كان يعتبر افضل من GaAs ، وذلك لامتلاكه ، واعني GaP ، فجوة نطاقية كبيرة كان باستطاعتها إنتاج اشعة مرئية .

وتعتبر طريقة حقن الحاملات الى داخل منطقة الملتقىٰ ، طريقة ذات كفاءة عالية لاستحداث ظروف ملائمة للتكبير (الشعبية المعكوسة) ، ولكنها ليست الطريقة الوحيدة الملائمة لأثارة شبه الموصلات . فقد اشرنا سابقاً ، على انه بامكان الأثارة البصرية ، استحداث ماهو ضروري من ازواج الالكترون ـ الفجوات الموجبة hole-electron pairs . وكفاءة هذه الطريقة ككفاءة حقن الحاملات ، حيث تقوم بتجهيز التكبير اللازم فقط في طبقة رقيقة جداً* ، ولذلك يكون من المهم تطوير طرق الاثارة لكي تعمل على اثارة مادة شبه الموصل بجملتها in bulk . وبالاضافة للضخ البصري ، امكن انجاز مثل هذه الاثارة بنجاح عن طريق استخدام التشعيع بواسطة الالكترونات السريعة وبواسطة مايسمى بطريقة الانهيار الجرافي avalanche break down التي تتكون من تطبيق نبضة فجائية من مجال كهربائي عالٍ جداً ، فيعمل هذا المجال على تعجيل الحاملات لحد معين ثم ، عند تصادمها ، تُنتج حاملات جديدة بواسطة التأين ، مستحدثة بلازما فسيحة vast plasma كبحر من الحاملات في شبه الموصل . وسنأتي الى وصف الليزرات التي تستند على كل هذه الطرق غير المألوفة باختصار ، ولكننا سنعطي معظم اهتمامنا الى ليزرات الحقن .

7.4 ليزر الحقن لمركب GaAs

The GaAs injection laser

وصف الجهاز . يعتبر ارسيناید الكاليوم من اكثر المواد المعروفة استعمالاً في ليزرات الحقن . وبما ان ليزرات الحقن تتشابه فعلاً فيما بينها ، نرى من المناسب

---

* مايستثنىٰ من هذه الطريقة انظر المقطع

وصف ليزر GaAs بشيء من التفصيل ومن ثم لنشير في المقطع التالي الى اهم الاعتبارات الخصوصية التي يمكن تطبيقها في ليزرات الحقن الاخرى .

وكما اشرنا سابقاً ، تتكون ليزر الحقن من بلورة مفردة تمتلك منطقة من النوع الموجب p-type ، ومنطقة من النوع السالب n-type . ويدعى الجهاز من هذا النوع والذي غالباً مايستخدم في الالكترونيات ، بالدايود diode .

وتصنع دايودات (ثنائي بلوري) ارسيناید الكاليوم الليزرية من رُقاقات بلورية مفردة من GaAs السالب الحاوي على 10^{17} الى 10^{18} من المانحات (Te او Se) لكل سنتمتر مكعب . ومن ثم يُسمح لعنصر قابل ، كالزنك مثلاً ، بالانتشار في داخل الطبقة العليا من الرقاقة wafer الى عمق يتراوح من 10 الى $100\ \mu m$ ، حتى يصل تركيز القابلات اضافة الى المانحات ، القيمة مابين 10^{18} و 5×10^{19} لكل سنتمتر مكعب . فيكون آنئذ اعلى الرقاقة موجباً ، بينما الجسم الرئيسي سالباً ، مع منطقة انتقال او ملتقى ، بين هذين النوعين .

وتُوجَّه عادة البلورة المفردة بحيث يكون سطح الرقاقة عمودياً على الاتجاه البلوري (001) . فتكون بـــذلـــك مستويـــات الأنشقـــاقِ cleavage planes,(110)و (110) ، عمودية على بعضها البعض وعلى سطح الملتقى . ومن ثم تُقَّطع او بالاحرى ، تُشق على طول هذه المستويات الى عناصر مستطيلة صغيرة . يجري بعد ذلك ، طلاء نهايات هذه العناصر جيداً بسطوح عاكسة جزئياً وتكون منتظمة بالطبع . ويتم تخشين زوج من السطوح الجانبية لتقليل الانعكاس المرآوي specular reflection ، واما الزوج الآخر ، فيعمل كعاكسات جزئية لتقوم بدور تجويف فابري - پيرو Fabry-Perot cavity . وان معامل انكسار بلورة GaAs هو حوالي 3.6 ، فلذلك تكون انعكاسية السطوح النهائية 35% تقريباً للسقوط العمودي . ولذا لايكون من الضروري تجهيز هذه السطوح بطبقات عاكسة .

وتثبت قطع الدايود الصغيرة على قاعدة معدنية صلبة لكيما تزودها بتماس كهربائي وحراري جيد . ومن ثم يتم لحم قطب الى تماس معدني مترسب على اعلى الطبقة الموجبة . ويكون حجم مثل هذا الدايود الليزري ، صغيراً الى درجة مدهشة . ونموذجياً ، تكون مقاسات دايود 0.5mm,GaAs طولاً و 0.2mm ، في ابعاده القصيرة .

ولأنتاج اشعة التئامية ، يتم تسليط مجال كهربائي عبر الدايود بشكل نبضة تستغرق 1μ sec تقريباً . والقوة الدافعة الكهربائية اللازمة لانجاز هذه العملية تكون تقريبياً بحجم الفجوة النطاقية ، واعني 1.5V . ويكون التيار الكهربائي خلال الملتقى دالة لاخطية بصورة عالية للفلطية المسلطة ؛ فهو يزيد بصورة سريعة كلما اقتربت قيمة الفلطية من قيمة الفجوة النطاقية . وقد يلاحظ الانبعاث الضوئي (تحت الاحمر) حتى عند مستويات التيار الدنيا . وان الاشعة المنبعثة تحت مثل هذه الظروف ، تكون متجهة اساسياً في جميع الاتجاهات في سطح الملتقى . وتمتلك محتوى طيفياً عريضاً يقع اقصاه مابين 8300 و Å 8500 . وكلما زادت كثافة التيار ، تغيرت ميزة الاشعة المنبعثة تغييراً عنيفاً . وان احسن وصف لهذا التغيير جاء في كلمات المشاهدين الاصليين للفعالية الليزرية في GaAs . ففي تقرير عن ماذا يمكن ان يرى بكشاف موضوع على طول محور الحزمة ، واعني في اتجاه عمودي على السطوح المشقوقة والمصقولة ، كتب فريق المكتشفين [3] ، مايلي :
(تحت شدة التيار $5000 A/cm^2$ ، تتغير شدة الضوء خطياً مع كثافة التيار . وقرب $8500 A/cm^2$ ، تزداد الشدة بصورة سريعة مع التيار ، وتصل الى قيمة تقدر بحوالي عشرة مرات من قيمتها المقاسة مع شدة التيار الدنيا ، عند $20,000 A/cm^2$ وهكذا تيار عتبة هو ميزة لبداية انبعاث الضوء المستحث . ومن المهم ان نذكر بأنَ القيم القصوى السمتية azimuthal maxima للانماط الاشعاعية ، تظهر عند هذه العتبة) .

ويجب ان نؤكد بأن الصعود السريع لتيار الكاشف في اتجاه مفَّضل ، ناتج وبصورة كبيرة من ضيق الحزمة المنبعثة . مع العلم بأن الزيادة الطبيعية في استجابة الكاشف ، تعتمد على الزاوية الصلدة المعترضة بواسطة الكاشف .
اما المكتشف Hall وأقرانه في مختبرات الكهرباء العامة ، فقد شاهدوا ايضاً التوزيع الطيفي للاشعة المنبعثة ، بواسطة مطياف المحلاليته منخفضة نسبياً وكتبوا :
(تحت حد العتبة ، يكون الاتساع الطيفي عند نقاط نصف القيمة القصوى هو Å 125 .... ومع زيادة التيار اكثر من حد العتبة ، يقل فجأة الاتساع الطيفي الى القيمة Å 15 وبطريقة ما بحيث تكون مرة ثانية ميزة لبداية الانبعاث المستحث) .

فكان اعتقادهم المباشر بأن الاتساع Å 15 لايمثل خاصية جوهرية للمركب GaAs . الا ان البحوث اللاحقة اظهرت بأن خارج الدايود الليزري GaAs ، يمتلك تركيباً صيَّغياً كبقية الليزرات الصلبة ، وانه بالامكان الحصول على خارجات نطاقية جداً ضيقة عند تشغيل الليزر بصيغة مفردة single mode .

وان طول موجة الضوء المنبعث من ليزر GaAs ، يساوي 8400 Å تقريباً . كما ان هذه القيمة تعتمد على عدة متغيرات ، وبصورة رئيسية على تركيز الشوائب ودرجة الحرارة وعلى التيار الكهربائي خلال الدايود .

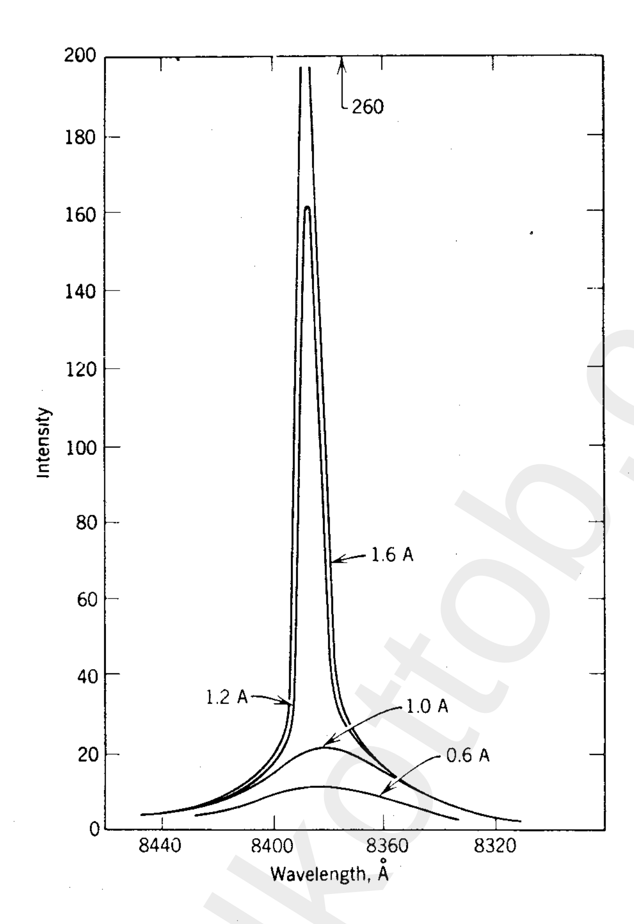
ويكون انتاج الاشعة المستحثة فقط في طبقة رقيقة سمكها حوالي 2 μm . ويكون موقع هذه الطبقة على الجانب الموجب من الملتقى . كما ويكون انتشار الاشعة في المجال البعيد مشابهاً لانتشار الاشعة من فتحة ارتفاعها 2 μm تقريباً . رلذلك يكون تسديد الضوء المنبعث من دايود GaAs غير جيد كما هو الحال مع الليزرات الياقوتية والعديد من البلورات الايونية الاخرى .

ويمكن الحصول على قدرة قصوى تقدر بعدة مئات من الواط من دايودات GaAs ، وذلك عندما يتم تشغيلها تشغيلاً متقطعاً (نبضياً) عند الدرجة الحرارية 77°K؛ وقد سُجِّل عملياً ، قدرة قصوى مقدارها 15W عند درجة حرارة الغرفة . كما تم تشغيل دايودات من نوع GaAs مصممة تصميماً خاصاً لتشتغل بصورة مستمرة عند درجة حرارة الهايدروجين السائل .

وتعتمد المميزات التشغيلية لليزرات GaAs ، على عدة متغيرات . وسوف نأتي الان على وصفها منفصلة .

الطيف والتركيب الصَّيْغي . يبيِّن الشكل 7.6 ، التوزيع الطيفي الاجمالي للضوء المنبعث من دايود GaAs . حيث توضح المنحنيات ، الاعتماد القوي للتوزيع الطيفي على التيار المار خلال الملتقى . وقد تم الحصول على هذه المنحنيات من قبل الباحثين Burns and Nathan [4] ، باستخدام دايود خاص حفظت درجة حرارته عند 77°K . وان القياسات التي أجريت على دايودات مختلفة او عند درجات حرارة مختلفة ، أنتجت منحنيات مشابهة ولكن ليست مطابقة . كما تعتمد القيمة القصوى لطول الموجة على محتويات المادة من الشوائب وعلى درجة الحرارة وحتى على الضغط المسلط .

واظهرت القياسات التي استخدم فيها تحليل طيفي عالي ، التركيب الصَّيْغي للخارج الليزري ، كما هو موضح في الشكل 7.7 ، حيث يقع مركز الطيف الانبعاثي تقريباً عند القيمة القصوى للخط التفلوري . ويتم تحديد التركيب الدقيق للاشعة المنبعثة ، بواسطة الصيغ المرنانية resonator modes المتوفرة في المنطقة



شكل 7.6 طيف الاشعة المنبعث من ملتقى GaAs لاربع قيم من التيار .
(After Burns and Nathan [4].)

الطيفية ، حيث تكون شدة الخط التفلوري ذات قيمة معتبرة . ولاننسى بأن طيف الخط التفلوري هو خاصية من خواص المادة ، بينما الصيغ المرنانية تكون معتمدة على التصميم البنائي للجهاز .

ويكون فصل الصِّيَغ الفجوية cavity modes البسيطة في ليزر شبه الموصِّل غير منتظم ، وذلك لاشتغال الليزر في منطقة طول موجي ، يتغير فيها معامل الانكسار بصورة سريعة ، في حين ان في الليزرات الصلبة الاخرى ، يمكن اهمال التغيير الحاصل في معامل الانكسار مع التردد . ولو اخذنا بنظر الاعتبار تقريب الموجة المستوية plane wave approximation ، لرأينا بأن الصيغ الطولية لمقياس تداخل فابري – بيروت ، تحقق العلاقة (4.2) من الفصل الثالث ، والتي يمكن توضيحها بالشكل

$$\eta\nu = nc/2L. \tag{4.1}$$

وهكذا ، وفي حالة التقريب الاول ، يجب على الفرق الترددي $\Delta\nu$ للصيغ المتتابعة ، ان يحقق المعادلة

$$\left(\eta + \nu\frac{\partial\eta}{\partial\nu}\right)\Delta\nu = c/2L. \tag{4.2}$$

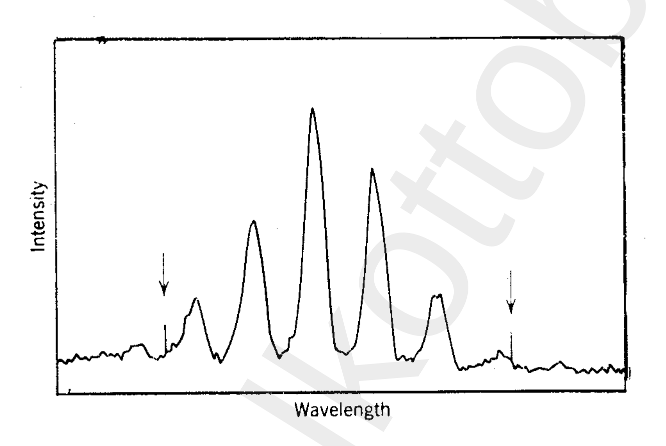
ولو ادخلنا الكمية

$$\eta_0 = \eta + \nu\frac{\partial\eta}{\partial\nu}. \tag{4.3}$$

اذن ، ستأخذ العلاقة ، الشكل

$$\eta_0\,\Delta\nu = \frac{c}{2L} \tag{4.4}$$

محل العلاقة $\eta\Delta\nu = c/2L$ ، السارية المفعول للثابت η . ولايمكن اهمال الحد الثاني على الطرف الايمن من العلاقة (4.3) . لان بالامكان ان تصل قيمته الى نصف قيمة الحد الاول [5,6] .



شكل 7.7 التركيب الصيغي المشاهد في طيف GaAs . وعند تيارات واطئة ، يشاهد عدد أكثر من الصيغ ، ذات شدات متساوية تقريباً . ومع زيادة قيمة التيار ، تصبح الصيغة المركزية هي المتغلبة . العلاقات (الاسهم) مفصولة بمسافة مقدارها 11.26 Å .

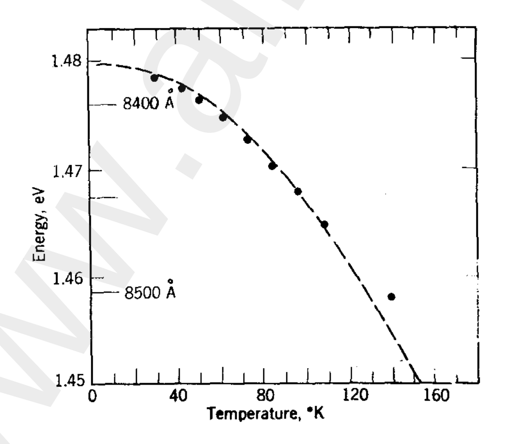
ويمكن تحديد تردد اشعة الالتئام من الطاقة المتحررة خلال عملية التئام فجوة موجبة مع الكترون . وهذه الطاقة تساوي تقريباً ، طاقة الفجوة النطاقية E_g ، التي يمكن تحديدها بصورة منفردة لشبه الموصل النقي . تحت ظروف معلومة من درجة الحرارة والضغط . وقد قام الباحث Sturge [7] بتحديد E_g لمركب GaAs النقي تحت ضغط واحد جو وفي مدى درجة حرارة من 10 الى 294°K وفي هذه المنطقة ، يمكن ان يعطى التقريب الاولي للقيم العملية بالعلاقة

$$E_g(T) = E_g(0) - \beta T^2, \qquad (4.5)$$

حيث $E_g(0) = 1.521$ eV و $\beta = 1.21 \times 10^{-6}$ eV/°K^2 . كما اظهرت الدراسات العملية لأشعة الالتئام في بلورات GaAs المعالجة ، بأن القيمة القصوى للطيف الانبعاثي ، تعتمد على تركيز الحاملات (المعالجة) وعلى قيمة التيار المار خلال البلورة . فالتيارات التي تكون قيّمها تحت حد العتبة بكثير ، تُنتج نطاقاً انبعاثياً عريضاً يزحف الى قيم طاقة اعلى ويصبح اكثر ضيقاً كلما ازدادت قيمة التيار .

وتدل هذه المشاهدات وغيرها على ان الالتئام في GaAs المعالج بصورة ثقيلة لايحدث بمرور مباشر من قعر نطاق التوصيل الى اعلى نطاق التكافؤ ، بل ان مستويات المانحات والقابلات تشترك في هذه العملية باسلوب معقد في الواقع . حيث تعمل المانحات والقابلات على مدّ extend حافات هذه الانطقة الى داخل المنطقة المحرمة ، وبذلك يكون من الممكن الحصول على اشعة بطاقة فوتون أقل من طاقة الفجوة النطاقية .

وعند مناقشتنا الاعتماد الحراري للاشعة المتلاحمة ، يكون من المناسب عملياً ان نعّين الوضع باحتياجنا لقياس الطيف فقط فوق حد العتبة . وعندما ينجز ذلك ، نحصل على منحني من النوع المبيَّن في الشكل 7.8 ، الذي يمثل اعتماد القيمة القصوى للاشعة المتلاحمة على درجة الحرارة . وتمثل النقاط المبينة في الشكل ، قياسات عملية تم اجراؤها على دايود من GaAs وتم تشغيله عند درجات حرارة مختلفة . كما اجري تصحيح للارتفاع بدرجة الحرارة اثناء تكوين النبضة . ويمثل



شكل 7.8 التغيير الطيفي للخارج المتلاحم من ليزر GaAs مع درجة الحرارة . تمثل النقاط طاقات الفوتون المقاسة مع ليزر متهيجة فوق حد العتبة تماماً ؛ ويمثل المنحني التغيير في الفجوة النطاقية لبلورة GaAs النقية ناقصاً 0.0416eV. (After Engeler and Garfinkel [8].)

القطع المكافىء ، التغيير في طاقة الفجوة النطاقية مزاحاً الى الاسفل بمقدار 41.6 meV . وهو يوافق النقاط المقاسة عملياً بصورة جداً معقولة . كما وتؤدي القياسات العملية على دايودات GaAs اخرى ، الى اشكال مشابهة تختلف فقط في ازاحاتها عن القطع المكافىء . وفي هذا المجال ، هناك تغيير يقدر بحوالي 5 meV بين دايود واخر . والشيء المهم هنا ، هو ان تردد الخارج الليزري يتغير مع درجة الحرارة بنفس اسلوب تغيير طاقة الفجوة النطاقية [8] . حيث يزحف الطيف الى جهة الترددات الواطئة كلما ازدادت درجة الحرارة . وقد لوحظ بأن القيم القصوى الفردية في التركيب الصيغي المحّلل resolved للاشعة المستحثة ، تزحف بسرعة تقدر بحوالي ثلث one-third فقط من سرعة زحف المجموعة ككل ؛ حيث تهبط الصيغ ذات الطاقات العالية الى الوراء كلما ازدادت درجة الحرارة وتُقطع ، او ربما يحل محلها صيغ جديدة عند نهاية الاطوال الموجية الطويلة .

ويمكن استنتاج الاعتماد الحراري لتردد صيغة معينة من العلاقة (4.1) مع الاخذ بنظر الاعتبار اعتماد معامل الانكسار على درجة الحرارة اضافة الى اعتماده على التردد . فعند تفاضل العلاقة (4.1) ، نحصل على

$$-\frac{d(\log \nu)}{dT} = \frac{d(\log L)}{dT} + \frac{d(\log \eta)}{dT}. \tag{4.6}$$

حيث يمثل الحد الاول على اليمين ، معامل التمدد الحراري ، والذي لاتزيد قيمته عن 6×10^{-6} per °K ، في حين ان التغيير الحراري الملحوظ للصيغ الفجوية هو حوالي 5×10^{-5} per °K . وبناء عليه ، تهمل تأثيرات التمدد الحراري ؛ حيث ان الاسهام الرئيسي في الزحف الترددي يأتي من التغيير في η مع درجة الحرارة . وهكذا فان العلاقة (4.6) تحل محلها العلاقة

$$-\frac{1}{\nu}\frac{d\nu}{dT} = \frac{1}{\eta}\left(\frac{\partial \eta}{\partial T} + \frac{\partial \eta}{\partial \nu}\frac{d\nu}{dT}\right), \tag{4.7}$$

التي اذا ماقترنت مع العلاقة (4.3) ، تنتج

$$\frac{d\nu}{dT} = -\frac{\nu}{\eta_0}\frac{\partial \eta}{\partial T}. \tag{4.8}$$

ويمثل الطرف الايسر من العلاقة (4.8) ، معدل التغيير في تردد صيغة ما مع درجة الحرارة . اما دالة المشتقة الجزئية على اليمين فتمثل معدل التغيير في معامل الانكسار مع بقاء التردد ثابتاً . وهذه الكمية يمكن تحديدها بالطرق القياسية .

إن هناك غموضاً مهماً في وصف الخواص الطيفية لليزرات الحقن ، والتي تتباين مع الدقة المعروفة في وصف ليزرات البلورات الايونية . فالخارج الليزري من ليزر الحقن يتغير من بلورة الى اخرى بسبب التغيير في المحتويات من الشوائب . وبالاضافة للتغيير المتواجد بين بلورة واخرى ، نجد بأن خواص ليزرات شبه الموصلات تكون في الواقع دوال حساسة للمتغيرات البيئية كدرجة الحرارة والضغط والمجال المغناطيسي . وعلى الرغم من كل هذه التغيُّرية ، من الممكن انتاج اشارة دقيقة جداً من ليزر حقن تشتغل تحت ظروف موجهة توجيهاً جيداً . كما ان ليزر GaAs المشتغلة بالنظام المستمر وبصيغة مفردة وعند الدرجة الحرارية 77°K ، تمتلك انتشار ترددي frequency spread يساوي 150 kHz فقط ، وهو انتشار يعادل اقل من جزء واحد في النسق 10^9 [9] .

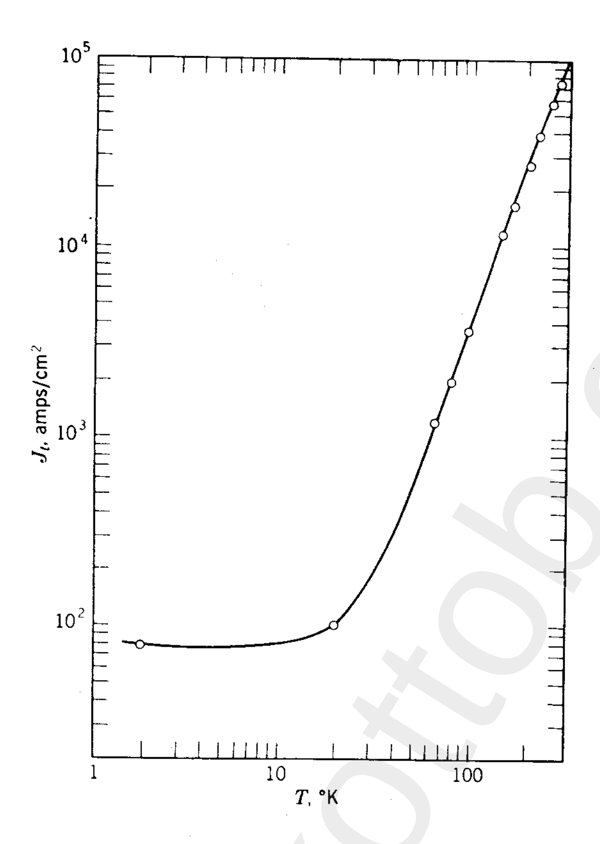
تيار العتبة والكفاءة .

يظهر الشكل 7.9 ، الاعتماد الحراري لكثافة تيار العتبة في ليزر دايود GaAs . فبجوار الدرجة الحرارية 77°K ، يتغير تيار العتبة تقريباً مع T^3 . اما كفاءة ليزر الدايود فتقل مع زيادة درجة الحرارة ، مع العلم ان الحرارة المبدّدة في ليزر غير كفوءة تساهم في زيادة أكثر لدرجة الحرارة . ولهذه الاسباب ، يتم تشغيل معظم ليزرات اشباه الموصلات عند درجة حرارة النتروجين السائل (77°K) او عند درجات حرارية اقل .

وان نطبيق ضغط احادي المحور عمودياً على سطح الملتقى ، يخفض تيار العتبة لليزر GaAs ويزيح طيف الخارج الليزري باتجاه الاطوال الموجية القصيرة . بينما لايؤثر الضغط الهايدروستاتيكي (في جميع الاتجاهات) على دايودات GaAs ، لكن يمكن ان يؤثر في بعض الدايودات الليزرية الاخرى . وان تسليط مجال مغناطيسي شدته H ، يزيح طاقة الفوتونات الى الاعلى بمقدار يتناسب طردياً مع H^2 * .

---

* هذا الاعتماد التربيعي على المجال المغناطيسي هو خاصية نوعية لدايودات GaAs .



شكل 7.9 كثافة تيار العتبة لليزر GaAs كدالة لدرجة الحرارة (After Burns and Nathan [5])

وتسمح لنا هذه الظواهر بضبط ليزر دايود GaAs على امتداد مدى مهم من الترددات .

وان من اهم الخواص الضرورية في ليزرات الحقن هي كفاءتها العالية في تحويل الطاقة (من طاقة كهربائية الى ضوء) . ولذلك نرى بأن الميزة الحسنة المستخدمة لوصف مثل هذا الليزر هي عادة ، الكفاءة الخارجية ، والتي يمكن تعريفها بعدد الفوتونات المنبعثة بواسطة الليزر مقسومة على عدد الحاملات المحقونة في داخل الملتقى . واما الكفاءة الداخلية فهي عدد الفوتونات المتولدة لكل حاملة تحقن . وهذه بالطبع لايمكن قياسها مباشرة وذلك بسبب امتصاص الكثير من الفوتونات المتولدة . وقد امكن قياس كفاءات بحدود 0.5 في ليزرات GaAs تشتغل عند الدرجة الحرارية 77K . اما في درجة حرارة الغرفة فالرقم الاعتيادي الاكثر للكفاءة الخارجية هو 0.1 . وهذه الكفاءات التي استشهدنا بها الان ، يتم تطبيقها للتشغيل الليزري ، واعني فوق حد العتبة .

خواص اخرىٰ للخارج الليزري .

إن الضوء المنبعث من دايود GaAs يكون في العادة ذات استقطاب مستو ، الا ان هذا الاستقطاب يتغير بين دايود وآخر . واما العوامل المحددة للاستقطاب فليست معروفة .

واما التوزيع الفضائي spatial distribution للطاقة المنشعة فيمتلك المظهر العام لنمط حيود ناتج من فتحة مستطيلة ، الا انه معقد بعض الشيء بسبب تشويهات تعزىٰ الى التواجد الآني لعدد من الصيغ التذبذبية . ويعتبر الانتشار الشاقولي للنمط pattern ، مؤشراً لمنطقة فعالة سمكها حوالي $2\mu m$. وهي تناظر اتساع حزمة يقدر بحوالي 10° ـ وهذا الاتساع اعرض بكثير من اتساع الحزم المنشعة من ليزرات البلورات الايونية .

ويمكن الحصول على قدرة قيمتها القصوى تقدَّر بعدة مئات من الواط من دايودات GaAs في التشغيل المتقطع (النبضّي) عند الدرجة الحرارية 77°K ؛ وحوالي 15W كرقم جيد للتشغيل عند درجة حرارة الغرفة . وقد تم تشغيل دايودات GaAs مصممة تصميماً خاصاً بصورة مستمرة عند درجة حرارة الهايدروجين السائل ، فأنتجت خارج ليزري (مستقر) ذات 3.2W وبكفاءة خارجية تقدر بحوالي 50% [10] . ويتم تصميم مثل هذه الليزرات الدايودية ذات الخارج الليزري العالي مع بالوعات حرارية heat sinks عظيمة الكتلة ، لكيا تحفظ الدايود عند الدرجة الحرارية المنخفضة الضرورية .

وقد لوحظ بأن ليزرات دايود GaAs العالية القدرة ، لاتبعث في قرب منطقة تحت الحمراء ، اي بحدود 8400 Å فقط ، بل تبعث ايضاً في المنطقة الزرقاء وبتردد يساوي ضعف تردد الاشعة تحت الحمراء . وان ظهور هذا الضوء الازرق هو نتيجة لتوليد الترددات التوافقية harmonic generation ضمن بلورة GaAs . ومادمنا نتكلم على الطبيعة غير الخطية لظاهرة مضاعفة التردد ، نقول بأن شدة الضوء الازرق تتناسب طردياً مع مربع شدة الاشعة الاساسية .

وتعتمد المميزات الطيفية التفصيلية لضيائية luminescence بلورة GaAs ، على تركيز الشوائب وعلى درجة الحرارة وعلى التيار الكهربائي . واما آلية الالتئام فهي بالحقيقة أكثر تعقيداً مما وصفت هنا . لأن العمليات الكمية النظرية التي يتم اجراؤها لدراسة الطيف ، تأخذ بنظر الاعتبار وجود الحالات المخططة

banded states للمانحات والقابلات ، والتي تجاور او تتراكب جزئياً مع نطاقي التوصيل والتكافؤ . وقد اظهرت الحسابات بأن معظم المميزات الملحوظة للطيف يجوز تعليلها بفرض ان جميع انتقالات الالتئام تأخذ محلها بصورة رئيسية بين انطقة الشوائب . وينسجم هذا التوضيح مع الاعتماد التربيعي الملحوظ لطاقة الفوتون على شدة المجال المغناطيسي الخارجي . ونشير للقارىء المعنّي بهذا الموضوع بالرجوع الى اعمال الباحث Lucovsky [11] .

ونحب ان نشير بأن خواص ليزرات دايود GaAs ، وليزرات اشباه الموصلات الاخرى ، مشروحة وبتفصيل اكبر في العديد من المقالات المرجعية الممتازة والتي تحوي بدورها عدداً ضخم من المراجع [5,12,13] .

7.5 ليزرات الحقن غير ليزرات المركب GaAs
Injection lasers other than GaAs

تغطي ليزرات ملتقى اشباه الموصلات مداً واسعاً من الاطوال الموجية . والسبب في ذلك هو امكانية استخدام عدد كبير من المركبات III-V الشبيهة بمركب GaAs كمواد اساسية . ومن المعروف بأن فجوات الطاقة لهذه المواد ذات القابلية الليزرية ، تتغير مقاديرها من حوالي 0.16 الى حوالي 1.5eV مع تغيير مناظر في تردد الاشعة المنبعثة . ومثل هذه المواد مبينة في الجدول 7.1 .

ويمتلك ارسيناید الكاليوم GaAs ، اكبر طاقة فجوة نطاقية من بين مركبات ليزر الملتقى III-V البسيطة . واعتيادياً يكون الضوء المنبعث من دايود GaAs ذات طول موجي بحــــدود $0.84\,\mu m$. امــــا فوسفـــايـــد الكـــاليوم Gallium phosphide فيمتلك فجوة طاقة اكبر من GaAs . والفوتون الذي تكون طاقته مناظرة لهذه الفجوة يقع في الجزء الاخضر من الطيف ، في حين ان الاشعة المنبعثة من مركبات III-V البسيطة الاخرى ، تقع في المنطقة تحت الحمراء . وكان من المفروض ان يكون فوسفايد الكاليوم مادة ممتازة تستخدم في ليزر الحقن لولا حقيقة كونه شبه موَصِّل غير مباشر . ولحسن الحظ يمكن إقران مركب GaAs بمركب GaP وبأية نسبة كانت ، مع العلم ان الانتقال التفلوري من شبه الموصل المباشر GaAs الى غيرالمباشر GaP ، يأخذ محله عندما تصل نسبة GaP المقدار 0.4 . وتقع فجوة الطاقة E_g لخليط شبه الموَصلات $GaAs_x\,P_{1-x}$

مابين الفجوات النطاقية للمادتين النقيتين . وكنتيجة لهذا ، فأن الملتقيات junctions من خليط شبه الموَصلات $GaAs_x P_{1-x}$ ، تشتغل كليزر عندما تزيد x عن 0.6 . وعن طريق تغيير محتويات الخليط ، يمكننا بناء ليزرات من هذه المادة تغطي مـــدى طول موجي يبـــدأ من 0.84 μ m (النقي GaAs) والى حوالي 0.64 μ m (40% GaP) .

جدول 7.1

المواد المستخدمة في ليزرات الحقن مع اطوالها الموجية .

Material	Wavelength (μm)
GaAs	0.84
Ga(AsP)	0.64 − 0.84
(Ga,In)As	0.84 − 3.11
(Ga,Al)As	0.64 − 0.84
InAs	3.11
In(As,P)	0.90 − 3.11
InP	0.90
In(As,Sb)	3.11 − 5.18
InSb	5.18
GaSb	1.56
PbS	4.32
PbTe	6.5 (at 12°K)
PbSe	8.5 (at 12°K) 7.3 (at 77°K)
(Pb,Sn)Te	6 − 28
(Pb,Sn)Se	8 − 31

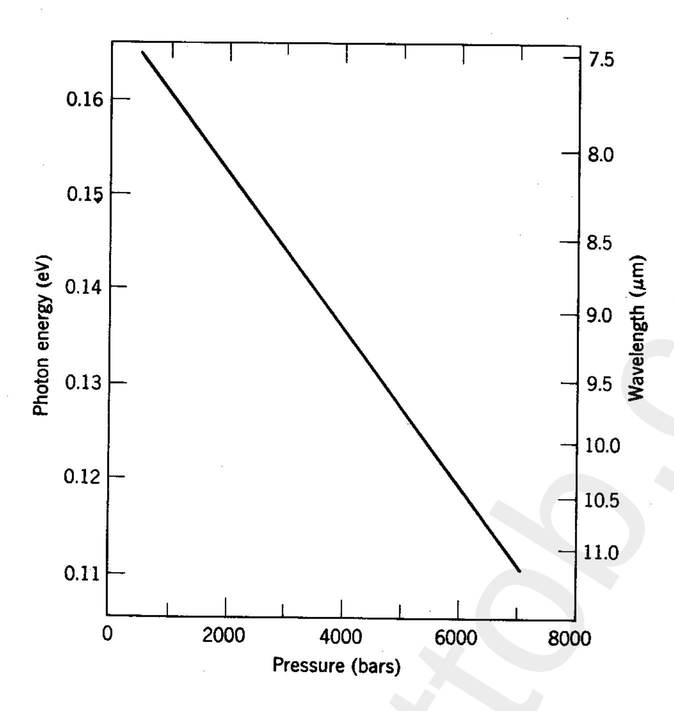
ويشابه سلوك مركب InP جداً لما هو عليه في مركب GaAs . فالفجوة النطاقية في InP اخفض قليلاً منها عليه في GaAs ؛ وبناء على ذلك ، يزحف طيف الاشعة المنبعثة باتجاه الاطوال الموجية الطويلة (0.9 الى 0.91 μ m) . ويقع الخارج الليزري للمركبات GaSb و InAs و InSb في داخل منطقة الاشعة تحت الحمراء . وأما اطوالهم الموجية فهي 1.56 و 3.11 و 5.18 μm على التوالي . ويجب ان تشتغل مثل هذه الليزرات عند درجات حرارة منخفضة . ويمكن كذلك باستخدام خليط او سبائك من هذه المواد الشبه الموَصلة ، بناء ليزرات يقع طيفها الانبعاثي في مدى الطول الموجي المحصور بين المواد النقية منها .

كما ويمكن توليف tuning التردد الليزري اكثر ، بتغيير تركيز الحاملات وكذلك بتغيير درجة الحرارة والضغط ، او بتسليط مجال مغناطيسي خارجي على شبه الموَصل . حيث ان تطبيق مجال مغناطيسي معتدل في اتجاه عمودي على التيار ، يعمل على تقليل حدود العتبة للدايودات InAs و InSb . وهذا غير مشابه لدايودات GaAs ، فدايودات هذه المواد تعمل على تغيير ترددات خارجها الليزري بصورة خطية مع المجال المغناطيسي المسّلط . كما ويدل هذا التغيير على ان آلية الالتئام في InAs و InSb ، تختلف عن تلك التي اعتبرناها في مركب GaAs [13]

واما التركيب الصَّيغي للاشعة المنبعثة ، والتغيير الطيفي مع درجة الحرارة ، والتيار ، وكذلك ايضاً تغيير تيار العتبة مع درجة الحرارة ، فانهم متشابهون بالطبيعة في كل هذه الليزرات الحقنية . ويمكن تطبيق المباديء العامة التي اوضحناها لجميع هذه الانواع .

وليس بالامكان صناعة ليزرات الحقن من مركبات III-V الموضحة آنفاً فقط ، بل يمكن ايضاً صناعتها من بعض مركبات IV-VI ، والتي تظهر في نهاية الجدول 7.1 . وتختلف طريقة تحضير الملتقيات من هذه المواد في هذه الحالة ، والسبب يرجع الى استخدام كمية زائدة من العنصر IV ليقوم بتجهيز القابلات ، وكمية زائدة من العنصر VI ليقوم بتجهيز المانحات . فالطريقة تبدأ اولاً بتحضير نوع سالب من PbTe وذلك بتلدين annealing البلورة تحت ضغط بخار العنصر Te ، ومن ثم يُسكب infused بخار الرصاص pb ، وذلك بتعريض الرقاقة الى بخار رصاص عند درجة حرارة ملائمة [14,15] .

وبينما تكون فجوة الطاقة لمركب GaAs بحدود 1.5eV ، نجد ان فجوة الطاقة في المركبات PbTe و PbSe تكون تقريباً درجة عظم واحدة اقل . وبناء على ذلك ، نجد بأن طول موجة الاشعة المنبعثة من ليزرات تيلورايد - وسلنايد الرصاص تكون تقريباً اطول 10 مرات مما هو عليه في مركبات الكاليوم . ويجب تشغيل ليزرات مركب الرصاص عند درجة حرارة النتروجين السائل او تحتها . ويمكن ضبط خارجها الليزري عن طريق تسليط مجال مغنطيسي [16] او بواسطة الضغط الهايدروستاتيكي ايضاً . كما ويمكن ضبط الطول الموجي في ليزر PbSe لوحدها من 7.5 μm والى 11.0 μm وذلك بتغيير الضغط من 0 والى 7000 bars . ويكون التغيير في طاقة الفوتون (التردد) خطياً مع الضغط ، كما هو مبين في الشكل 7.10 [17] .



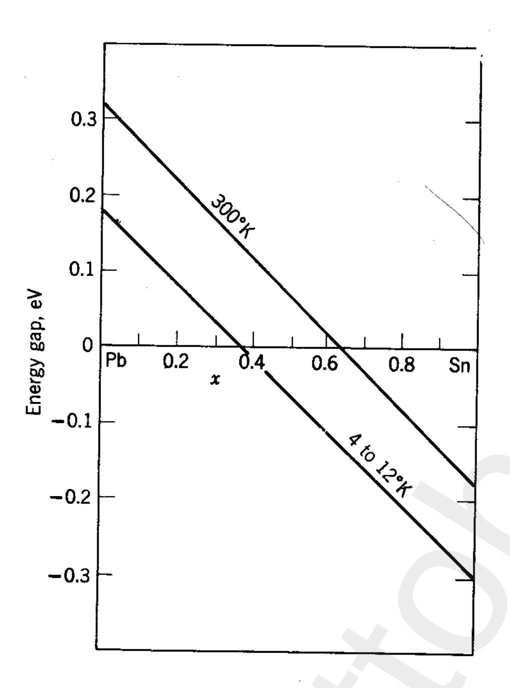
شكل 7.10 تغيير الطول الموجي كدالة للضغط في ليزر دايود pbSe عند 77°K . كثافة التيار هي $4800 A/cm^2$.
(After Besson et al. [17].)

ويمنحنا خليط تيلورايد الرصاص والقصدير وخليط سلنايد الرصاص والقصدير ، امكانيات جداً مهمة في التصميم الليزري . وقد اكتشفت الخواص غير العادية للتراكيب النطاقية لهذه المواد من خلال الدراسات الليزرية . فهذه المواد تمتلك تراكيب من النوع $Pb_{1-x}Sn_xTe$ و $Pb_{1-x}Sn_xSe$. وقد استقصي عنها في المنطقة $0 \leq x \leq 0.28$. وباستخدام هكذا مواد ، يكون بالامكان بناء ليزرات لها القابلية على تجهيز اشعة متلاحمة بنطاق ترددي يقع في اي مكان ضمن مدى جداً عريض ، وذلك باختيار مناسب للتركيب ودرجة حرارة التشغيل . ويمتد هذا المدى من حوالي $6 \mu m$ والى حدود $28 \mu m$ من دون اي حد فاصل في نهاية الاطوال الموجية الطويلة . والسبب في هذه المطاطية الكبيرة هو ان في هذه المركبات الرصاصية المخلوطة ، تصبح قيمة الفجوة النطاقية E_g صفراً لقيمة معينة من x ، والتي تعتمد بدورها على درجة الحرارة . ويُصدَّق القول بأن اختفاء الفجوة النطاقية يحصل كالآتي : إن الانطقة التي تكون انطقة توصيل وتكافؤ في PbTe النقي ، تكون في الوقت نفسه انطقة توصيل وتكافؤ للمركب SnTe ، ماعدا

حدوث تبادل في الوظائف لهذه الانطقة . ونستدل على التبادل الحاصل لهذه الانطقة من الحقائق العملية التالية : يحدث التغيير في طاقة الفجوة النطاقية E_g مع درجة الحرارة بطريقة بحيث تكون $\partial E_g/\partial T$ موجبة للمركب PbTe وسالبة للمركب SnTe . اما بالنسبة لخليط المركبات $Pb_{1-x}Sn_xTe$ ، فيكون انحدار منحني $E_g(T)$ وسطاً بين منحنيات المركبات النقية . وعلاوة على ذلك ، تكون طاقة الفجوة النطاقية لخليط المركبات اقل منها عليه في المركبات النقية . فلو بدأنا مع المركب PbTe ، لوجدنا بأن كلما زاد المحتوى من القصدير tin ، تقل E_g بصورة خطية تقريباً باتجاه الصفر ، ومن ثم تزداد الى القيمة المناسبة للمركب SnTe .

واعتماداً على تفسير الباحثين Dimmock و Melngailis و Strauss [18] ، فان فجوة الطاقة المحصورة بين نطاقين ثابتين والمميزة بخواصها التناسقية والدلائل الميكانيكية الكمية ، تقل بصورة سَلِسَة Smoothly وبصورة خطية تقريباً مع زيادة محتوى القصدير وباسلوب كما هو مبين في الشكل 7.11 . وعندما يبلغ التناسب الجزيئي الغرامي نسبة ملائمة ، تمر الانطقة فوق بعضها البعض . وتعتمد نقاط المرور على درجة الحرارة . وطبيعياً لاتجرى قياسات الفجوة النطاقية عند نقاط المرور هذه ، بل يمكن استنتاج موقع نقطة المرور من الخط المتوافق fitted line مع النقاط المقاسة على كل من الطرفين . ويعمم الوضع نفسه على خليط السيلنايد مع الرصاص والقصدير [19] . ويمكن لهذه المواد ان تستخدم من ثم لتصميم ليزرات تبعث باشعتها في منطقة معينة من المدى العريض للاشعة تحت الحمراء ، على شرط اختيار التركيب ودرجة حرارة التشغيل اختياراً جيداً . فعندما يتم توجيه درجة حرارة هكذا ليزر باعتناء ، يكون بالامكان صيانة تردد ليزر شبه الموصل الى درجة ملحوظة من الاستقرارية stability ، وهذا قد تم توضيحه عملياً من ملاحظة الترددات التضاربية بين ليزر غاز CO_2 وليزر دايود $pb_{0.88}Sn_{0.12}Te$ [20] .

لقد علمنا من ليزرات الحقن الموصوفة آنفاً ، بأن اشعة الالتئام تحدث فقط في طبقة جداً رقيقة . ولكن في الحقيقة ، يمكن انتاج ليزر حقنية بحيث تحدث اشعة الالتئام فيها على مدى حجم اكبر . ويمكن بناء مثل هذه الليزر الحجمية من ثلاث طبقات من InSb لتكوِّن مايسمى بتركيب n^+pp^+ . وتدل الاشارات الموجبة + ، على المناطق المعالجة بتركيز عالٍ بينما المنطقة المركزية (p) معالجة بتركيز خفيف [21] . ويبين الشكل 7.12 ، رسماً تخطيطياً لهكذا ليزر حقن حجمية بعد التحوير . وتكمن المميزات غير العادية لهذه الليزر في كون انبعاث الضوء المتلاحم منها ،

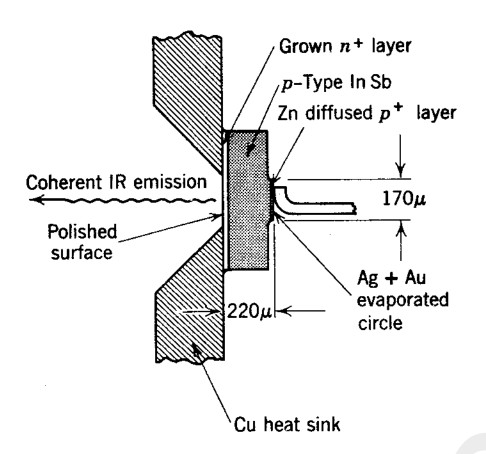


شكل 7.11 فجوة الطاقة لخليط المركبات $Pb_{1-x}Sn_xTe$ كدالة للمتغير x . المنحني العلوي : المعلومات عند 300 °K ؛ المنحني السفلي : المعلومات عند الدرجة الحرارية 4 الى 12 °K . الخطوط المستقيمة تطابق معلومات العالم Dimmock واقرانه [18] .

يحدث باتجاه موازٍ للتيار . كما ان تطبيق مجال مغناطيسي من النسق واحد كيلوكاوس ، يسهل عملية تشغيل مثل هذا الجهاز [22] . وقد تم ايضاً بحث واستقصاء تراكيب تتكون من ثلاث طبقات من GaAs ، عملياً ولوحظ في الواقع ظواهر معقدة شملت الانبعاث المستحث من منطقة مركزية سمكها 2 الى 20 μ m [23] . ولربما ستؤدي هذه البحوث الى انتاج ليزرات حقن لها القابلية على تعبئة سعة عالية من القدرة .

7.6 ليزرات اشباه الموصلات ذات الضخ البصري
Optically pumped semiconductor lasers

إن توليد الاشعة المستحثة في ليزرات الحقن تكون في العادة مقيدة في طبقة رقيقة جداً . وبالطبع ، ستفرض هذه الحقيقة ، تحديدات كثيرة على سعة تعبئة القدرة للجهاز الليزري وعلى تسديد الحزمة الخارجة من الليزر . الا ان الاثارة



شكل 7.12 تركيب ليزري من النوع InSb n^+ pp^+ مصممة للانبعاث المتلاحم الموازي للتيار.
(After Melngailis [[22].)

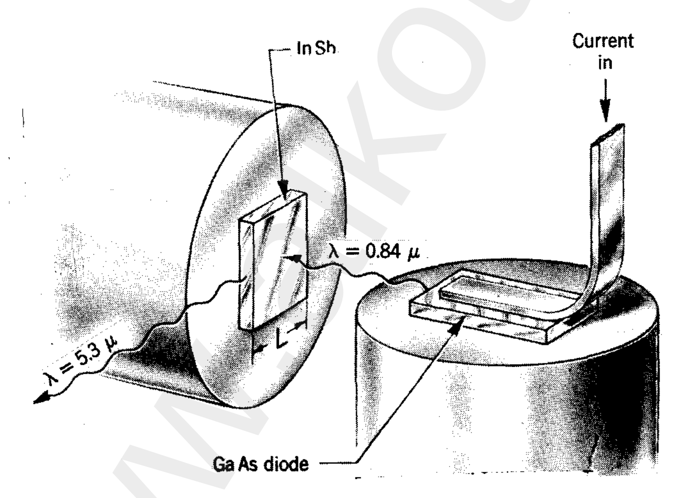
البصرية تجعل من الممكن استخدام حجم اكبر بعض الشيء من المادة الليزرية لتوليد الاشعة ، ولكنها لاتجهزنا بفوائد كبيرة كما كنا نأمل . فاحد المضار الرئيسية للضخ البصري في حالة شبه المَوصِّل ، هو وجوب القيام بعملية الضخ من قبل ليزر أخرىٰ .

وقبل ان يتحقق النجاح في بناء ليزرات اشباه المَوصلات ذات الضخ البصري ، توصَّل الباحث Basov [24] الى استنتاج يتضمن وجوب اثارة هذه الليزرات عن طريق مصادر ضوئية تكون نسبياً احادية الطول الموجي ، ويجب ان تكون الاثارة لفترة زمنية قصيرة والا سيسبب امتصاص الطاقة الضوئية غير الملائم استخدامها في شبه الموصل ، الى زيادة غير محتملة في درجة الحرارة . ولذا اقترح هذا الباحث بان تكون الاثارة عن طريق ليزرات النبضة العملاقة .

وحدث اول توضيح عملي ناجح للانبعاث المستحث من شبه الموصل المتهيج بصرياً في آواخر عام 1964 ، وكان ذلك باستخدام بلورة GaAs من النوع الموجب ، تمت إثارتها بواسطة حزمة مركزة من ليزر ياقوت اعتيادية [25] . الا ان الكفاءة الخارجية للنظام كانت منخفضة الى درجة كبيرة ؛ اي حوالي 0.5% .

ويمكن تحقيق كفاءة تحويل اعلى بكثير بواسطة ليزر ياقوتية ذات النبضة العملاقة ، وخاصة عندما يزاح تردد اشعة الياقوت الى اسفل باستخدام ظاهرة

رامان Raman effect حيث يكون طول موجة اشعة الاثارة 8281 Å ، وهذا لايعتبر اقل بكثير من الطول الموجي المناظر لفجوة طاقة مركب GaAs . وحين سقوط هذه الاشعة على رقاقة بلورة GaAs ، يكون بالامكان ملاحظة الاشعة المستحثة عند كل من الدرجة الحرارية 77°K ودرجة حرارة الغرفة . وبهذه الطريقة ، حصل الباحث Basov ومساعدوه على خارج ليزري في منطقة الاطوال الموجية المحصورة مابين 8330 و 8360 Å ، وبكفاءة كمية (في GaAs) بحدود 4% [26] . وان طاقة الفوتونات الناتجة من GaAs المثار بصرياً ، أكبر من طاقة الفوتونات الناتجة من ليزرات الحقن ذات الدايود والتي يكون انبعاثها الاقصى عند 77°K بحدود 8460 Å . ولا يعتبر هذا الفرق بين الفوتونات الناتجة بالاثارة البصرية والاخرى الناتجة بطريقة حقن الحاملات ضمن نفس المادة الاساسية ، شيء فريد من نوعه . وذلك لملاحظة هذا الفرق على مواد اخرى غير GaAs . ويجب ان نذكر هنا ، بأن اشباه الموصلات المتماثلة والمستخدمة في تجارب الاثارة البصرية تختلف تماماً عن مواد الدايودات المعالجة بصورة مركزة . كما تختلف آليات الالتئام في هذه المواد ايضاً . وانه لمن السهل لنا ان نربط النتائج الحاصلة من اشباه الموصلات المتهيجة بصرياً مع خواص المادة النقية ، من ان نحاول تفسير نتائج تجارب ليزر الدايود .

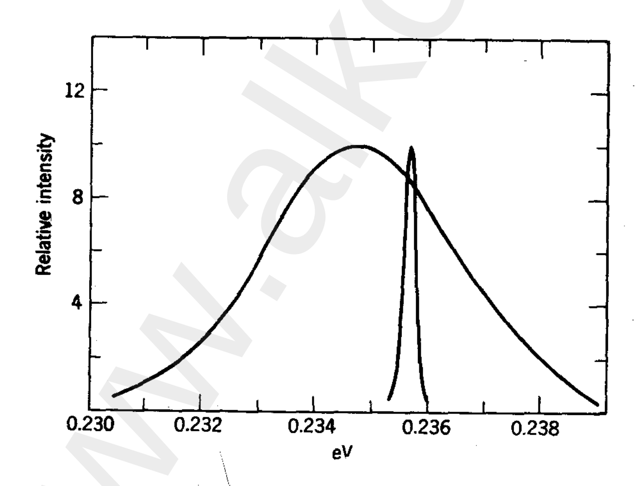


شكل 7.13 ترتيب عملي لضخ ليزر InSb بواسطة ليزر دايود GaAs . After Phelan and Rediker ([27])

ويستفاد بصورة رئيسية من ليزرات اشباه الموصلات المتهيجة بصرياً ، كأدوات بحث في استكشاف المواد الشبه موصلة . حيث تسمح هذه الليزرات بدراسة انبعاث

الالتئام والمستحث تحت ظروف سهلة واكثر وضوحاً من تلك التي ذكرناها في حالة الدايودات .

وتنجز الاثارة البصرية في الليزر الشبه الموصلة ، في احوال كثيرة ، بمساعدة الخارج الليزري المنبعث من ليزر شبه موصل (دايود) اخرى . والشكل 7.13 ، يبين ترتيباً خاصاً لضخ InSb بمساعدة خارج الدايود GaAs . وهو يمثل الترتيب الذي استخدم في تجارب الباحثين phelan و Rediker [27] ، وهم الأول الذين احرزوا نجاحاً مع مجموعات ليزرية شبه موصلة . وقد تم عملياً توضيح الفعالية الليزرية في InSb المتهيجة بصرياً ، بواسطة الزيادة المفاجئة للخارج المبتعث عند حد العتبة وكذلك بالتضييق الحاصل في ضيائية الليزر من النوع InSb ، كما نراه بصورة بارزة في الشكل 7.14 . وقد تم الحصول على كلا المنحنين بمساعدة النظام نفسه عند الدرجة الحرارية 4°K . وقد نتج منحني الانبعاث الآني العريض عندما اثيرت ليزر GaAs بنبضات أمدها 5μ sec وذات تيار شدته 10A ، ونتج منحني الانبعاث الليزري الضيق بنبضات امدها 50nsec وذات تيار شدته 15A . وان الشدة القصوى للنبضة الليزرية أكبر بكثير من الشدة القصوى للاشعة الآنية ، الا ان المنحنيين في الشكل قد جرى تعييرهما normalized لاحداثيات قيم قصوى متساوية .



شكل 7.14 الانبعاث الآني والليزري من InSb . وقد عدلت الشدة القصوى للانبعاث الآني العريض والخط الليزري الضيق لمقارنة اتساعات الخطوط . (After Phelan and Rediker [27])

ويضم الجدول 7.2 ، بعض ليزرات اشباه الموصلات المتهيجة بصرياً .

وهناك خاصية مهمة لبعض من هذه الليزرات المتهيجة بصرياً ، تكمن في امكانية ضخها بمصادر تمتلك فوتوناتها طاقة اقل من الفجوة النطاقية . وآنئذ تحدث الاثارة بالامتصاص الآني لفوتونين اثنين [28,29] .

وعلى الرغم من كون طبقات اشباه الموصلات التي يمكن اثارتها بصرياً ، اثخن من المناطق الفعالة لدايودات الملتقى الاعتيادية ، لكن ماتزال هذه الطبقات رقيقة فعلاً . وهي من النسق 20μ m ، مقارنة بالسمك النموذجي 2μ m للدايودات . والى حد الان لم يكن بالامكان اثارة حجوم معنوية بالطرق البصرية من المواد الشبه الموصلة .

جدول 7.2

ليزرات اشباه الموصلات المتهيجة بصرياً

Laser material	Wavelength (μm)	Exciter	Note
GaAs	0.836	Ruby	
GaAs	0.836	Nd glass	Two photons
InAs	3.1	GaAs	
InSb	5.3	GaAs	
PbTe	6.5	GaAs	
CdS	0.495	Ruby	Two photons
CdSe	0.697	Nd glass	Two photons
CdSe	0.69	Ga(AsP)	

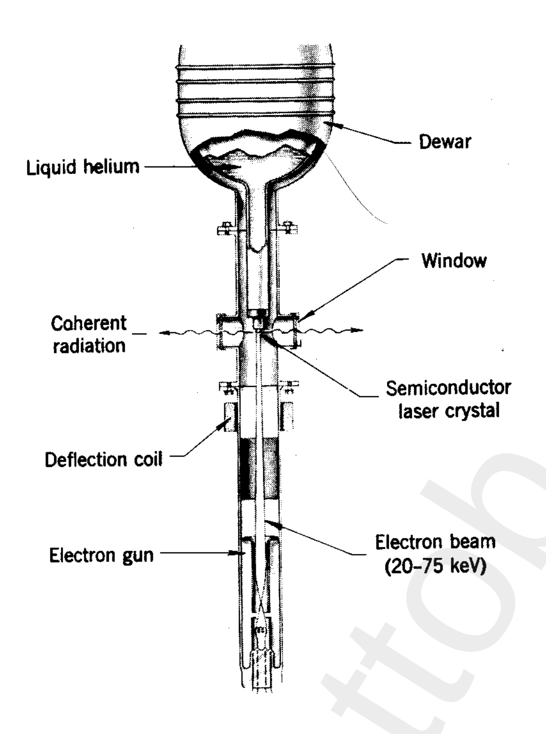
7.7 أشباه الموصلات المتهيجة بالحزم الالكترونية
Semiconductors excited by electron beams

لقد عُرفت ظاهره الضيائية عن طريق الاصطدام الالكتروني cathodoluminescence لبعض الوقت . فهذه الظاهرة تنتج عن سلسلة من الحوادث ، تبدأ مع ضرب الالكترونات السريعة لشبه الموصل وتنتهي بانبعاث الضوء . واما العمليات الوسطية فتشمل استحداث ازواج الحاملات carrier pairs

بواسطة الالكترونات السريعة والتباطىء للحاملات ذات الطاقة العالية بواسطة التصادم collisions ، حتى يأخذ الالتئام محله اخيراً فيصحبه انبعاث ضوئي .

ولقد كان توقعنا لعدة سنوات ، بان هذه العملية يمكن استخدامها لاثارة بعض اشباه الموصلات الى الدرجة الضرورية لبدء الفعالية الليزرية . ولكيا يتم هذا الشيء ، يكون من الضروري قصف المواد بنبضات ذات شدة كافية لتحقيق الشعبية المعكوسة . كما يجب ان يكون أمد بقاء النبضات قصيراً حتى لا تعمل الحرارة المتولدة في العمليات الوسطية على زيادة درجة حرارة شبه الموصل بصورة ملحوظة . وقد أشرنا سابقاً بأن عملية تحقيق حد العتبة في ليزرات الحقن يصعب وبصورة تزايدية عند الدرجات الحرارية المرتفعة . كما لاتعتمد الاسباب التي تؤدي الى زيادة معكوس العتبة مع درجة الحرارة ، على عملية الاثارة . ويجوز تطبيق هذين النصين وبصورة متساوية على الحالة الحاضرة . واظهرت الحسابات انه في عملية استحداث زوج من الحاملات ، فان الحزمة الالكترونية تخسر مايقارب $3E_g$ من طاقتها . ويسترد من هذه الطاقة فقط مقدار E_g كطاقة اشعاعية ، واما الباقي فيتحول الى طاقة حرارية . ولايمكن تشغيل الليزر ، الا اذا ازيلت الحرارة المتولدة وبصورة فورية ، وان يكون المعدل الزمني لخسارة الالكترونات طاقتها واستقرارها في قعر نطاق التوصيل سريعاً مقارنة بالمعدل الزمني للالتئام .

ويوضح الشكل 7.15 ، تقنية الاثارة بالحزم الالكترونية ، وهذا الشكل يبين جهاز الباحث Rediker [30] . تركز حزمة ذات طاقة عالية تركيزاً بؤرياً على نموذج صغير من شبه الموصل ابعاده لاتتجاوز اجزاء من المليمتر . وكما في حالة ليزرات الدايود ، تشق البلورات المفردة او تصقل لتكّون زوجاً من السطوح المتوازية ، وبالتالي لتكوين مرنانة فابري – بيرو ، حيث يكون محورها عمودياً على اتجاه الحزمة الالكترونية . واما السطوح الاخرى فتصقل بصورة خشنة . وعندما تخترق الحزمة الالكترونية الطبقة السطحية الى عمق $10\,\mu m$ تقريباً ، يتم استحداث ازواجاً من الالكترونات والفجوات الموجبة holes . وهذه بدورها تنجرف (ولحسن الحظ بصورة سريعة) الى قعر نطاق التوصيل والى قمة نطاق التكافؤ ، على التوالي . وان وجودهم باعداد كافية يعطي القابلية على التكبير . وتبنى (تعزز) التذبذبات الليزرية عندما يتحقق شرط العتبة . وعند استخدام حزم الكترونية ذات طاقة جداً عالية (أكثر من 100kV) ، فان الجهاز الفعلي يكون أكثر تعقيداً مما يظهر في الشكل 7.15 .

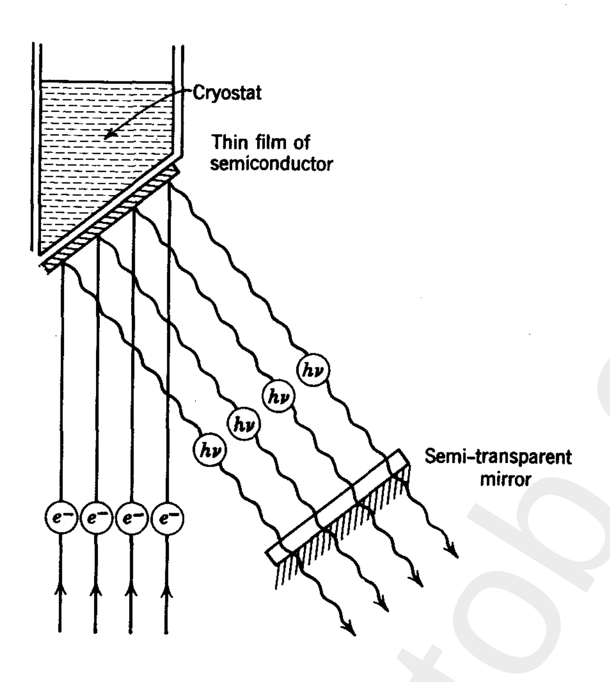


شكل 7.15 جهاز لأثارة اشباه الموصلات بالحزم الالكترونية . (Courtesy lincoln laboratories.)

ويبين الشكل 7.16 ، ترتيباً من نوع مختلف ، تم اقتراحه من قبل الباحثين Basov و Bogdankevich [31] . ففي مثل هذا الترتيب ، يتم تشعيع طبقة رقيقة من غشاء ممتد لشبه الموصل . وهذا الغشاء مقترناً مع مرآة خارجية ، يعمل عمل تجويف فابري – پيروت . وهناك غطاء مفرغ من الهواء لم يظهر في الشكل ، الا ان وجوده يعتبر ضرورياً في حالة التشغيل .

والجدول 7.3 ، يبين بعضاً من المواد الممكن إثارتها للفعالية الليزرية بواسطة القصف الالكتروني . فمثلاً ، مواد ليزر الدايود المعروفة ، يمكن اثارتها جميعاً بالكترونات سريعة .

واضافة لهذه المواد ، يحوي الجدول مواداً ، مثل Te ومركبات الكادميوم والزنك ، لاتلائم ليزرات الحقن وذلك لعدم امكانية صناعة الملتقيات من هذه المواد . كما ان شروط اثارة هذه المواد متغيرة تماماً . وعلى الرغم من ان المركبات InAs و



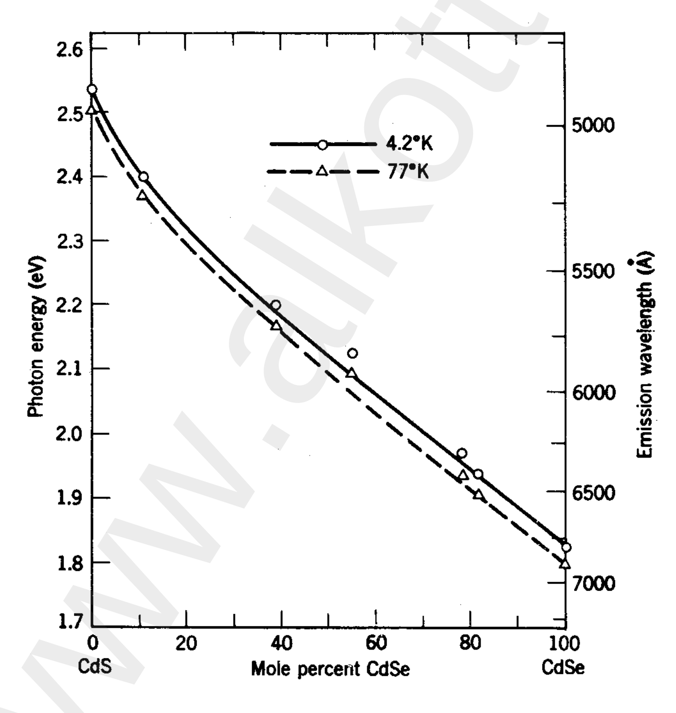
شكل 7.16 ليزر شبه موصلة تثار بحزمة الكترونية .

جدول 7.3
مواد ليزرية شبه موصلة يمكن اثارتها بالكترونات سريعة

Material	Wavelength (μm)
GaAs	0.84
GaSb	1.53
InAs	3.00
InSb	4.95
PbS	4.27
PbSe	8.5
PbTe	6.5
Te	3.72
CdS	0.495
CdSe	0.69
CdTe	0.78
ZnO	0.38
ZnS	0.33

InSb ، تحتاج في اثارتها الى الكترونات ذات طاقة 15 keV ، نجد ان مركبات الكادميوم تحتاج لاثارتها 200 keV . وتطلق الحزم الالكترونية بشكل نبضات أمدها 1 الى 2 μ sec وبمعدل تكرار يقدّر بعدة الالاف لكل ثانية . وذات كثافات تيارية تتغير مابين 0.1 و $1.0 A / cm^2$. ولغرض التفصيل ، ننصح القارىء الرجوع الى مجموعة المقالات المعنونة ''الالتئام الاشعاعي في اشباه الموصلات ''radiative recombination in semiconductors في اعـــــدادات المؤتمر العالمي السابع لفيزياء اشباه الموصلات [31] ، والاعمال الاخرى المتصلة بالموضوع والمدرجة في المقالات المرجعية [12,32] .

وبالاضافة لكون ليزر عنصر Te ، هي الليزر الاساسية الوحيدة من اشباه الموصلات ، يعتبر الشبه الموصل Te مهماً لان خارجه الليزري عند الطول الموجي 3.7 μ m يقع في منطقة مهمة من المنطقة تحت الحمراء . وهذا العنصر يمكن اثارته للتذبذبات الليزرية بسهولة ، وليس عند الدرجة الحرارية 4°K فقط ، بل عند الدرجة الحرارية 77°K ايضاً . واعتماداً على الخبرة العملية للباحثين



شكل 7.17 طاقة الفوتون والطول الموجي المناظر لليزرات $CdS_x\ Se_{1-x}$ عند 4.2 و 77°K ، كدالة للتركيب البلوري . (After Hurwitz [36].)

Benoit a' là Guillaume و Debevre ، المكتشفين لهذه الليزر ، فان الكترونات طاقتها تتراوح من 15 الى 20 keV ، وأحد نبضاتها 1 μ sec مع تيار 50 mA /cm^2 ، تكون قادرة على تجهيز اثارة كافية عند 4 °K ، وعشر مرات هذا التيار يكون كافياً عند 77 °K [33] .

واعتبرت أملاح الكاديميوم مهمة بعض الشيء لكون CdS هي المادة الاولى التي لوحظ فيها العديد من دلائل الانبعاث المستحث عند القصف الالكتروني [34] . ولكن فيما بعد ، تم صناعة ليزرات ممتازة من CdS و CdSe وخليط من المركبات ذات التركيب $CdS_x\ Se_{1-x}$. وبتغيير نسبة S الى Se ، يكون بالامكان تغطية منطقة واسعة من الطيف المرئي من 4900 والى 6900 °A . وبامكان الليزرات التي بناها الباحث Hurwitz [36 ، 35] ، انتاج قدرة قصوى الى حد 20 W مع كفاءة قدرة الى حد 11% . ويبين الشكل 7.17 التغيير في الطول الموجي لهذه الليزرات كدالة للتركيب البلوري ودرجة الحرارة . وقد ادرجنا في الجدول 7.4 ، المعْلمات المناسبة الاخرى لهكذا ليزرات .

جدول 7.4[a]

كثافة تيار العتبة والقدرة الخارجة القصوى والكفاءة الملحوظة القصوى لليزرات $CdS_x\ Se_{1-x}$ عند 4.2 °K (الارقام العلوية) ، وعند 77 °K (الارقام السفلية)[b]

CdSe (mol-%)	Threshold Current Density (mA/cm²)	Output Power (W)	Efficiency (%)
0	1000	10	0.7
	1200	5	0.4
11	80	10	7
	400	6	4
39	30	20	11
	80	8	9
55	40	11	9
	400	7	5
79	120	3	3
	600	1	2
82	100	5	4
	450	3	3
100	50	16	8
	200	14	7

[a] بعد Hurwitz [36] .

[b] ابعاد النموذج هي : 0.25 mm في 1.5 mm في 4 الى 20 μm ؛ وفولتية الحزمة تساوي 50 kV .

وقد ساعدت ليزرات اوكسيد وسلفايد الزنك على توسيع مدى اشباه الموصلات الى داخل منطقة الفوق البنفسجية . وفي الواقع ، يستلزم تحضير هذه المواد الى دقة عالية ، فهي تحتاج الى صفيحات رقيقة (من 3 الى μm 15) من البلورة الكاملة ذات النمو البخاري vapor-grown . ولقد استحدثت الفعالية الليزرية في هذه المواد عند كل من درجة حرارة الهيليوم السائل والنتروجين السائل ، الا ان الكفاءة كانت اقل عند درجة حرارة النتروجين السائل [37,38] .

7.8 الليزرات المتهيجة بوساطة الانهيار الجرافي

Lasers excited by avalanche breakdown

إن من المخططات المبكرة المقترحة لأثارة اشباه الموصلات هو استحداث ازواج من الحاملات ذات الشحنات المتعاكسة عن طريق تطبيق مجال كهربائي، يكون كافياً لأحداث تأين صِدامي impact ionization ضمن شبه الموصل . وقد اقترحت هذه الطريقة من قبل Basov و Vul و Popov في اوائل عام 1959 [39] . وعلى الرغم من مناقشة هذا المخطط نظرياً بصورة مفصلة ، لكن كان من الصعوبة وضعه بصورة عملية . فعندما ينهار شبه الموصل تحت تأثير مجال كهربائي شدته عدة الالاف من الفولت لكل سنتمتر ، ينتج عن ذلك بلازما حارة hot plasma ، فيجوز عندئذ تأسيس شعبية معكوسة فيما اذا أُزيل المجال الكهربائي وحدث بعض التبريد . ومهما يكن من الامر ، فأن تأسيس الشعبية المعكوسة سيعتمد على المعدلات الزمنية للعمليات التي ترجع بها الحاملات الى الوضع المتوازن .

ولقد كان اوضح دليل لاثارة شبه الموصل جملة ، بواسطة الانهيار الجرافي هو ماحصل عليه الباحث Southgate [40] ، فقد حصل على انبعاث مستحث من GaAs السالب . كما اجريت التجارب على بلورات معالجة بالعنصر Te عند 77°K ومعرضة لمجالات نبضية تزيد شدتها على 2200 V / cm وامدها 10 nsec ، فكان بالامكان قياس خارج قدرته 3 W مع قدرة داخلة 3×10^4 W وهذا يدل على كفاءة قدرة منخفضة جداً ، على الاقل في المراحل المبكرة من نمو هذا النوع من الليزر .

7.9 ملاحظات تاريخية عن ليزرات اشباه الموصلات
Historical remarks on semiconductor lasers

هناك مناظرة معتبرة حول اسبقية الاكتشاف والابتكار في جميع فروع الكترونيك الكم. ولربما يكون الوضع اوسع شمولاً في مجال ليزرات شبه الموصل. فعندما نذكر تقريباً اي جهاز من هذا النوع، يكون بامكان العديد من الباحثين والمبتكرين الادعاء بحقهم في اختراعه او ابتكاره مع بعض من التبرير. وعندئذ تظهر ادعاءات متضاربة، قسم منها بسبب ان نجاح طريقة جديدة او مبدأ جديد في اثارة شبه الموصل كان نادراً مايُستغل وينجز استناداً على مبادئهم، والقسم الاخر كان بسبب اشتغال مجموعات مختلفة في العديد من المختبرات وبصورة نشيطة ومستقلة لأكمال التطوير لاجهزة متشابهة.

وكمعلومات عرضية تاريخية مهمة، نذكر مجموعة الملاحظات التي تم ارسالها الى إدوارد تيلر في ايلول 1953، والـتي تتضمن مـاقـام بـه البـاحـث John Von Neumann من حسابات قائلاً، إذا حقنت الكترونات وفجوات موجبة في داخل ملتقى، يكون بالامكان عكس التوزيع المتوازن للحاملات الى حد معين يساعد في الحصول على تكبير ضوئي كنتيجة للالتئام المستحث للحاملات. وهذا التماثل لم يظهر للعيان حتى عام 1963، ولم يكن يمتلك اي تأثير على ابتكار ليزر الشبه موصلة. وهناك تفكيرات مشابهة اخرى احرزت اهمية معتبرة في بداية الستينات. كما نوقشت الكثير من المخططات والحسابات في حلقات دراسية مختلفة او نشرت في مجلات علمية او في التقارير المحدودة التوزيع او القيت في المؤتمرات. وكثيراً ماساعدت او أرشدت هذه المناقشات والمنشورات في التطورات العملية اللاحقة، وحتى عندما لم يتم تشغيل الليزرات المنشأة حسب المبادىء الاولى المقترحة.

وقد كانت التأملات والبحوث المتعلقة بليزرات اشباه الموصلات هي المواضيع المفضلة في المؤتمر العالمي الثاني لالكترونيك الكم المنعقد في Berkely في آذار عام 1961، وكذلك في المؤتمر الثالث لالكترونيك الكم المسمى بالجمع Congresi والمنعقد في باريس في شباط عام 1963. وحوت المداولات التي اجريت في هذه اللقاءات، مادة وفيرة ذات اهمية تأريخية. كما قدمت ونوقشت الكثير من مشاريع اشباه الموصلات التي تم تشغيلها اخيراً وكذلك بعض المشاريع التي وجدت غير عملية. واما علماء معهد Lebedev في موسكو تحت رئاسة Basov، فقد قاموا بتقديم وتحليل الكثير من مشاريع ليزر الشبه موصلة. فمنذ عام 1959

ابتدأوا بنشر حساباتهم حول استخدام الانهيار الجرافي كطريقة لاثارة اشباه الموصلات غير المباشرة ، ومن ثم في عام 1961 ، اقترحوا مشروع ليزر الملتقى [41] . وقد قاموا باشتقاق الشرط الضروري للتكبير في الوقت نفسه الذي حصل الباحثون Bernard و Duraffourg على هذا الشرط [2] . كما اسهم Basov ومساعدوه اسهاماً جدياً في تطوير ليزر اشباه الموصلات المتهيجة بصرياً [24] . وكذلك يعود الاعتماد الرئيسي في تطوير ليزرات اشباه الموصلات المتهيجة بالحزم الالكترونية الى هذه المجموعة الروسية ، على الرغم من كون اول ليزر من هذا النوع تم تشغيلها ، كان بناؤها في فرنسا .

وان فريقاً من الباحثين في مختبرات لنكولن ، يرأسهم الباحث B.lax ، ساهم بشكل ملحوظ في مجالات شتى . وعلى الرغم من ان مناقشتهم الطويلة لمشروع الرنين السيكلوتروني cyclotron resonance لم تؤدِ الى تصميم ليزر عملية ، الا ان بحوثهم أوضحت بصورة كبيرة تراكيب المواد ذات الجهد الليزري . وكان لهم الدور الرائد في العمل على ضبط ليزرات الدايود وعمل العديد من التحسينات الضرورية في انواع عديدة من الليزرات ، وبشكل خاص في ليزرات الدايود التي تشتغل وسط المنطقة تحت الحمراء [20-13] والليزرات المتهيجة بالحزم الالكترونية [35,36,38] .

ويمكننا ان ندرج تطور انواع الليزرات المنفردة وبصورة تقريبية كالآتي : بدأ تطور ليزرات الحقن بصورة جدية في عام 1961 ، عندما اقترح كل من Basov و Kroklin و Popov [41] ، حقن الحاملات في ملتقى شبه الموصل كطريقة لانتاج مادة لها القابلية على التكبير الضوئي وقاموا بنشر حساباتهم التفصيلية والمتعلقة بامكانية تنفيذ مثل هذا الجهاز عملياً . وبعد ذلك بوقت قصير ، اسهم الباحث Dumke من شركة IBM ، فعلياً في هذا الموضوع بايضاحه العلمي المستند على خلفية نظرية تنص بأن اشباه الموصلات المباشرة تمتلك جهداً اعلى بكثير مما تمتلكه اشباه الموصلات غير المباشرة والمفضلة من قبل المجموعة الروسية . وحدث البناء الفعلي لاول ليزرات الحقن ، آنياً وبصورة مستقلة ، في ثلاثة مختبرات امريكية : فلقد اعلنوا الثلاثة ، General Electric [3]و International Business Machines [42] و Lincoln Laboratories [43] ، نجاح تشغيل ليزراتهم من النوع GaAs junction laser ، قبل انتهاء عام 1962 . واما تطوير هذا العمل الى ليزرات الحقن الاخرى فقد أنجز معظمه في مختبرات لنكولن ، حيث تم ايضاً تطوير تقنية التوليف tuning بواسطة المجال المغناطيسي والضغط .

وكان الباحث Basov هو اول من اقترح وحلل نظرياً الليزر الشبه الموصلة المتهيجة بصرياً [24] . واما اول جهاز من هذا النوع تم تشغيله ، فكان من صنع Schlickman و Fitzgerald و Kingston في M.I.T. ، عام 1964 [25] . وبعد ذلك بوقت قصير كانت مجموعة الباحثين الروس قد احرزت الكثير من النجاحات التجريبية مع هذه الاجهزة [26,28,29] .

واما اول الاقتراحات الخاصة باثارة الليزرات عن طريق الحزم الالكترونية ، فكانت ايضاً من عمل Basov ومساعديه الذين توصلوا الى نجاحات تجريبية كاملة . حيث اظهرت تجاربهم على CdS ، علامات من الانبعاث المستحث [34] ، ولكن الليزر التشغيلية الاولى من هذا النوع بُنيت من قبل Benoit a´la Guillaume و Debevre [33] . وكما كانت الحال مع ليزرات الحقن ، حصل الكثير من التقدم فيما بعد لهذه الليزرات في مختبرات لنكولن [35,36,38] .

واما تاريخ الاثارة بواسطة الانهيار الجرافي فبدأ في عام 1959 عندما اقترح الباحثون Basov و Vul و Popov [39] ، هذه الطريقة لاثارة الجرمانيوم والسيليكون النقيين . وعندما نجح اخيراً الباحث Southgate [40] ، حصل على الفعالية الليزرية في مواد جداً مختلفة ، واعني مركب GaAs المعالج بعنصر Te .

وبسبب هذا التبادل الفعال في الافكار ، وبسبب التأثير الناتج من التجارب التي اجريت على المشاريع غير الناجحة والتي مهدت الطريق لنجاح التجارب الاخرى ، نكون غير منصفين اذا اشرنا فقط الى اولائك الذين انتجوا اول ليزر تشغيلية . كما انه ليس من الانصاف اعتبار اول من وضع مشروع إثارة بطريقة ما ، على انه المبتكر لهذه الليزر ، لانه في العادة يكون هناك افكار اضافية وبحث عملي ضروري لبناء جهاز تشغيلي معين . ولقد فشلت المشاريع المقترحة في كثير من الاحيان ، من الوصول الى نهاية ناجحة ، على الرغم من العزم الاكيد والجهد المسعور للباحثين . وتدل المناظرات المختلفة والدعوات القضائية المستمرة على انه من الصعب التقدير وبصورة موضوعية دور المساهمة لكل من الباحثين النظريين والباحثين العمليين . وتعكس الحقيقة ايضاً ، على انه في هذا المجال الذي تحت المناقشة ، هناك العديد من الظواهر ذات الاهمية قد اكتشفت بصورة مستقلة في الوقت نفسه وفي اماكن مختلفة .

References المراجع

1. N. G. Basov, O. N. Krokhin, and Yu. M. Popov, Generation, amplification and detection of infrared and optical radiation by quantum mechanical systems, *Soviet Phys. Uspekhi.*, **3,** 702–728 (1961) : **72,** 161–209 (1960).
2. M. Bernard and G. Duraffourg, Possibilitiés de lasers à semiconducteurs, *J. Phys. Radium,* **22,** 836–837 (1961).
3. R. N. Hall, G. E. Fenner, J. D. Kingsley, T. J. Soltys, and R. O. Carlson, Coherent light emission from GaAs junctions, *Phys. Rev. Letters,* **9,** 366–368 (1962).
4. G. Burns and M. I. Nathan, Line shape in GaAs injection lasers, *Proc. IEEE,* **51,** 471–472 (1963).
5. G. Burns and M. I. Nathan, P-n junction lasers, *Proc. IEEE,* **52,** 760–794 (1964).
6. P. P. Sorokin, J. D. Axe, and J. R. Lankard, Spectral characteristics of GaAs lasers operating in Fabry-Perot modes, *J. Appl. Phys.,* **34,** 2553–2556 (1963).
7. M. D. Sturge, Optical absorption of GaAs between 0.6 and 2.75 eV, *Phys. Rev.,* **127,** 768–773 (1962).
8. W. E. Engeler and M. Garfinkel Temperature effects in coherent GaAs diodes, *J. Appl. Phys.,* **34,** 2746–2750 (1963).
9. W. E. Ahearn and J. W. Crowe, Linewidth measurements of cw GaAs lasers at 77°K, *IEEE J. Quant. Electr.,* **QE-2,** 597–602 (1966).
10. W. Engeler and M. Garfinkel, Characteristics of a continuous high-power GaAs junction laser, *J. Appl. Phys.,* **35,** 1734–1741 (1964).
11. G. Lucovsky, Mechanism for radiative recombination in GaAs p-n junctions, *Physics of Quantum Electronics,* P. L. Kelley, B. Lax, and P. E. Tannenwald, Eds., McGraw-Hill, New York, 1966, (pp. 467–475.)
12. M. I. Nathan, Semiconductor lasers, *Appl. Opt.,* **5,** 1514–1528 (1966).
13. I. Melngailis and R. H. Rediker, Properties of InAs lasers, *J. Appl. Phys.,* **37,** 899–911 (1966).
14. J. F. Butler, A. R. Calawa, R. J. Phelan, T. C. Harman, A. J. Strauss, and R. H. Rediker, PbTe diode laser, *Appl. Phys. Letters,* **5,** 75–76 (1964).
15. J. F. Butler, A. R. Calawa, and R. H. Rediker, Properties of the PbSe diode laser, *IEEE J. Quant. Electr.,* **QE-1,** 4–7 (1965).
16. J. F. Butler and A. R. Calawa, Magnetoemission studies of PbS, PbTe, and PbSe diode lasers. *Physics of Quantum Electronics,* P. L. Kelley, B. Lax, and P. E. Tannenwald, Eds., McGraw-Hill, New York, 1966.
17. J. M. Besson, J. F. Butler, A. R. Calawa, W. Paul, and R. H. Rediker, Pressure-tuned PbSe diode laser *Appl. Phys. Letters,* **7,** 206–208 (1965).
18. J. O. Dimmock, I. Melngailis, and A. J. Strauss, Band structure and laser action in Pb_xSn_{1-x} Te, *Phys. Rev. Letters,* **16,** 1193–1196 (1966).
19. T. C. Harman, A. R. Calawa, I. Melngailis, and J. O. Dimmock, Temperature and compositional dependence of laser emission in $Pb_{1-x}Sn_xSe$, *Appl. Phys. Letters,* **14,** 333–334 (1969).
20. E. D. Hinkley, T. C. Harman, and C. Freed, Optical heterodyne detection at 10.6μm of the beat frequency between a tunable $Pb_{0.88}$ $Sn_{0.12}Te$ diode laser and
21. I. Melngailis, R. J. Phelan, and R. H. Redliker, Luminescence and coherent a CO_2 gas laser, *Appl. Phys. Letters,* **13,** 49–51 (1968).
    emission in a large-volume injection plasma in InSb, *Appl. Phys. Letters,* **5,** 99–100 (1964).

22. I. Melngailis, Longitudinal injection-plasma laser of InSb, *Appl. Phys. Letters,* **6,** 59–60 (1965).
23. M. Pilkuhn and H. Rupprecht, Spontaneous and stimulated emission from GaAs diodes with three-layer structure, *J. Appl. Phys.,* **37,** 3621–3628 (1966).
24. N. G. Basov, Inverted populations in semiconductors, *Quantum Electronics III,* P. Grivet and N. Bloembergen, Eds., Columbia University Press, New York, 1964, pp. 1769–1785.
25. J. J. Schlickman, M. E. Fitzgerald, and R. H. Kingston, Evidence of stimulated emission in ruby-laser-pumped GaAs, *Proc. IEEE,* **52,** 1739–1740 (1964).
26. N. G. Basov, A. Z. Grasyuk, V. A. Katulin, Stimulated emission in GaAs with optical excitation, *Soviet Phys.-Dokl.,* **10,** 343–344 (1965); **161,** 1306–1307 (1965).
27. R. J. Phelan and R. H. Rediker, Optically pumped semiconductor laser, *Appl. Phys. Letters,* **6,** 70–61 (1965).
28. N. G. Basov, A. Z. Grasyuk, I. G. Zabarev, and V. A. Katulin, Generation in GaAs under two-photon optical excitation of Nd-glass laser emission, *JETP Letters* **1,** 118–120 (1965); **1,** 29–33 (1965).
29. L. A. Kulevsky and A. M. Prokhorov, The nature of the laser transition in CdS crystal at 90°K with two-photon excitation, *IEEE J. Quant. Electr.,* **QE-2,** 584–586 (1966).
30. R. H. Rediker, Semiconductor lasers, *Physics Today,* **18,** 42–54 (1965).
31. N. G. Basov and O. V. Bogdankevich, Excitation of semiconductor lasers by a beam of fast electrons, *Radiative Recombination in Semiconductors,* Academic Press, New York and Dunod Editeur, Paris, 1965.
32. H. F. Ivey, Electroluminescence and semiconductor lasers, *IEEE J. Quantum Electr.* **QE-2,** 713–726 (1966).
33. C. Benoit à la Guillaume and J. M. Debevre, Electron-beam excitation of semiconductor lasers, *Physics of Quantum Electronics,* P. L. Kelley, B. Lax, and P. E. Tannenwald, Eds., McGraw-Hill, New York, 1966.
34. N. G. Basov, O. V. Bogdankevich, and A. G. Devyatkov, Cadmium sulfide laser with fast electron excitation, *Soviet Phys.-JETP,* **20,** 1067–1068 (1965); **47,** 1588–1590 (1964).
35. C. E. Hurwitz, Electron-beam pumped lasers of CdSe and CdS, *Appl. Phys. Letters,* **8,** 121–124 (1966).
36. C. E. Hurwitz, Efficient visible lasers of CdS_xSe_{1-x} by electron-beam excitation, *Appl. Phys. Letters,* **8,** 243–245 (1966).
37. F. H. Nicoll, Ultraviolet ZnO laser pumped by an electron beam, *Appl. Phys. Letters,* **9,** 13–15 (1966).
38. C. E. Hurwitz, Efficient ultraviolet laser emission in electron-beam-excited ZnS, *Appl. Phys. Letters,* **9,** 116–118 (1966).
39. N. G. Basov, B. M. Vul, and Yu. M. Popov, Quantummechanical semiconductor generators and amplifiers of electromagnetic oscillations, *Soviet Phys.-JETP,* **10,** 416 (1960); **37,** 587–588 (1959).
40. P. D. Southgate, Laser action in field-ionized bulk GaAs, *Appl. Phys. Letters,* **12,** 61–63 (1968).
41. N. G. Basov, O. N. Krokhin, and Yu. M. Popov, Production of negative temperature states in *p-n* junctions of degenerate semiconductors, *Soviet Phys.-JETP,* **13,** 1320–1321 1961, [**40,** 1879–1880 (1961)].

42. M. I. Nathan, W. P. Dumke, G. Burns, F. H. Dill, and G. J. Lasher, Stimulated emission of radiation from GaAs *p-n* junctions, *Appl. Phys. Letters,* **1,** 61–63 (1962).
43. T. M. Quist, R. H. Rediker, R. J. Keyes, W. E. Krag, B. Lax, A. L. McWhorter, and H. J. Zeiger, Semiconductor maser of GaAs, *Appl. Phys. Letters,* **1,** 91–92 (1962).

٨

الليزرات السائلة

Liquid lasers

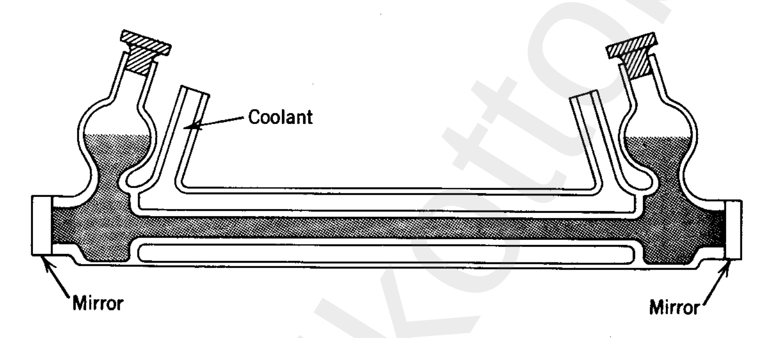
8.1 استكشاف السوائل كمواد ليزرية
Exploration of liquids as laser materials

على الرغم من ان النجاحات الاولية في المجال الليزري قد تم انجازها باستخدام المواد الصلبة والغازية ، نجد بأن السوائل ايضاً قد اظهرت امتلاكها لأمكانيات مهمة كمواد ليزرية . ولم نؤكد بصورة كافية في مامضى ، على انه في حالة استناد الفعالية الليزرية على وجود ايونات مدفونة في الشبيكة ، فستكون البلورات الخالية تماماً من العيوب هي القادرة لان تكون مواد ليزرية صلبة مناسبة . لأن العيوب والالتواءات وفقدان التجانس تعمل على تضعيف التكبير المتلاحم . وبالاضافة لما ذكر ، يجب علينا في حالة استخدام البلورات ، ان نقطع ونصقل البلورة بصورة جيدة ، وكثيراً مايجب ان نعطي انتباهاً الى توجيه المحاور البلورية . كما يستغرق تحضير المواد الليزرية الصلبة وقتاً ، وتكون التكاليف باهضة . وما ان تبنى الليزر الصلبة ، عندئذ يكون ليس بالامكان تغيير تركيز الايونات الفعالة . وعند تحميل الليزر فوق طاقتها ، تنشأ تصدعات وعيوب اخرى تعمل على انحطاط الكفاءة الليزرية . وان استخدام الزجاج كمادة مضيفة محل البلورات كان ذا فائدة في عدة نواحي ، الا ان معامل توصيلَه الحراري الضعيف جعل مشكلة إزالة الحرارة اسوأ مما عليه في البلورات .

وتحررنا السوائل والغازات تماماً من مشاكل تصنيع وتنمية البلورات المفردة وصياغة اشكالها الملائمة . فالسوائل والغازات ، تسمح لنا بتغيير شكلها وتركيزها ، كما تستبعد حدوث العيوب التي جعلت اجراء التجارب على الليزرات الصلبة ذات كلفة عالية . وان استخدام السوائل والغازات جعلت عملية التبريد للوسط الفعال

بسيطة حقاً مقارنة بتبريد الليزرات الصلبة ، والسبب يعود الى امكانية تدوير الموائع .

وعلى الرغم من ان الغازات هي مواد ليزرية مثالية في الكثير من الاستخدامات ، الا انها تعاني من مضار خطيرة : فكثافتها واطئة ، وبناء عليه تكون كفاءتها محدودة ، والسبب يرجع الى انخفاض تركيز الذرات الفعالة . وقد استند اندفاع الباحثين للبحث عن مواد ليزرية سائلة ملائمة ، على حقيقة كون السائل يمتلك الفوائد الموجودة في المواد الليزرية الغازية ويسمح بالوقت نفسه على تواجد تركيز معتدل من المادة الفعالة في حجم معين . وان استكشاف المواد السائلة كمواد ليزرية ملائمة ، اعتمد على الحقيقة البسيطة وهي انه ضمن حدود معينة ، يمكن تغيير تركيز العناصر المقومة ingredients بكل سرعة وبساطة .



شكل 8.1 خلية ليزرية سائلة مع حجم للتمدد وملحق تبريد .

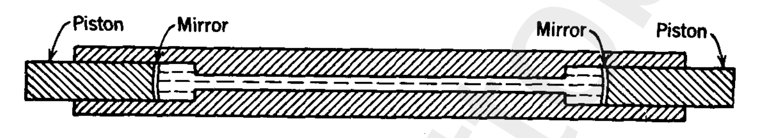
وهناك عدة عقبات تواجهنا في بناء الليزر التي تعتمد على استخدام السوائل والمحاليل . وقد تم في بعض الحالات التغلب على هذه العقبات وذلك بالانتقاء الدقيق للمواد ، يتبعه تحليل مكثف للخواص المطيافية ذات الصلة بالموضوع .

وعند مقارنتنا لآلية التفلور fluorescence في السوائل مع آلية التفلور في المواد الصلبة ، نستنتج ظاهرياً بوجوب تعميم الظروف التالية :

1. تكون الخطوط الطيفية في السوائل أعرض ، بسبب الظواهر التشويشية للبيئة المتغيرة بصورة مستمرة .

2. يمكن ان تؤدي الافعال المتبادلة interactions مع المذيب الى اهماد لا اشعاعي non radiative deactivation للذرات او الجزيئات المتهيجة فيسبب في تقليل الكفاءة الكمية .

وتكمن المضار الثانوية للسوائل كمواد ليزرية ، في ضخامة معاملات تمددهم الحراري . فمعامل التمدد الطولي للسوائل والمناسب لتصميم الليزرات ، يكون من النسق جزء واحد في الالف لكل درجة مئوية واحدة . وهذه القيمة أكبر بكثير من معاملات تمدد المواد الصلبة التي يُحتمل ان يُبنى منها الاناء الحاوي للسائل . وبما ان درجة حرارة المادة الفعالة تتغير اثناء التشغيل اليزري ، فجوهرياً يجب ان نحتاط للتغيير الحاصل في الحجم . ويمكن انجاز هذا الشيء بالحاق حجوم للتمدد ، كما يظهر في الشكل 8.1 ، او في حالة الليزرات ذات الاقطار الصغيرة ، يتم ذلك بحجز السائل بين مكابس متحركة moveable pistons كما يظهر في الشكل 8.2 . مع العلم بأن التغيرات الحرارية وحركة السائل يتسبب في ادخال صفة غير التماثل inhomogeneity في معامل الانكسار وتؤدي الى انحطاط الكفاءة الليزرية .



شكل 8.2 ليزر سائلة بقطر صغير مع مكابس متحركة

وتُعد المواد العضوية التفلورية والفسفورية ، مواد بدأ طبيعية natural starting materials للتطور الليزري ، وذلك لامتلاكها الصفات المميزة الضرورية للفعالية الليزرية ، اي ، يمكن إثارتها بالتشعيع ، ولها القابلية على تحويل الطاقة المكتسبة بالاثارة البصرية الى مستوى طاقة يقدَّر له ان يصبح المستوى البدئي للانبعاث المستحث .

وان عدد المركبات العضوية التي اظهرت الخاصية التفلورية وهي في الحالة السائلة او في شكل محاليل ، هو عدد ضخم . وقد تم فحص الكثير من هذه المواد على انها مواد سائلة ذات جهد ليزري . وحيث ان معظم هذه المركبات يجب ان تكون في محلول لكيما تخدم كسوائل شغالة ، لذا يجب دراستها مع الاخذ بنظر الاعتبار افعالها المتبادلة مع المذيبات . كما ان عدد المجموعات المركبة الممكنة هو عدد متعرج ، فلذلك يجب ان يجرى تحليل للخواص المطيافية والكيمياء الفيزيائية للمواد الممكنة قبل اجراء التجارب عليها . فمن خلال هذه التحليلات ، يصبح من الممكن انتقاء مجموعات من المواد ومجموعات مركبة من المواد ، تمنحنا بعض الامل في النجاح . وننصح القارىء المعنيّ بهذا النوع من التحليل ، بالرجوع الى المقالة

المرجعية الممتازة للمؤلفين Samelson و Lempicki [1] . وهم المؤلفون انفسهم الذين كتبوا المقالة التوضيحية المشهورة [2] .

وسنأتي الآن الى مناقشة ثلاثة انواع من الليزرات السائلة وبصورة تفصيلية :

1 . الليزرات العضوية الكلابية organic chelate laser ، ومادتها الفعالة هو ايون الاتربة النادرة مرتبطاً مع مجموعة من الجذور العضوية organic radicals .

2 . ليزر اوكسي كلورايد النيوديميوم - سيلينيوم اللاعضوية .

3 . ليزر الصِباغ "dye" العضوية النقية .

وتثار كل هذه الانواع من الليزرات ، اثارة بصرية ، فالنوعان الأوليان ، تتم اثارتها باستخدام المصابيح الوميضية ، والنوع الاخير تثار بالليزرات الصلبة أو بالمصابيح الوميضية . والنوعان الأوليان من الليزرات السائلة هم ذات اهمية اكاديمية فقط ، بينما النوع الثالث ، وَجَدَ الكثير من التطبيقات في التجارب العلمية .

8.2 ليزرات الاتربة النادرة الكُلابية

Rare-earth chelate lasers

ان المحاليل الكلابية هي عبارة عن مركبات معدنية - عضوية . والمحاليل الكلابية التي ستأخذ هنا بنظر الاعتبار ، هي ايون الاتربة النادرة المحاط بذرات الاوكسجين من الليكاند Ligand او مجموعة كلابية . ويمكن ان يثار تفلور الايون المعدني المركزي بواسطة امتصاص الاشعة من قبل المجموعات العضوية المعقدة التي تحيطه وتحجبه عن البيئة المحيطة به . ويمكن صياغة محلول كلابي نموذجي عندما تدخل ايونات البنزول استيونيت benzolylacetonate في مجموعة مركبة من ايون معدني ثلاثي . ويمكن انتاج البنزول استيونيت (B) بازالة بروتون واحد من جزيئة البنزول استيون benzoylacetone ؛ وتوزع الشحنة السالبة الفائضة مابين الذرتين من الاوكسجين اللتين لاتختلفان فيما بينهما اساساً . ويبين الشكل 8.3 ،

$$\left[C_6H_5-\underset{\underset{O}{\|}}{C}-CH-\underset{\underset{O}{\|}}{C}-CH_3 \right]^-$$

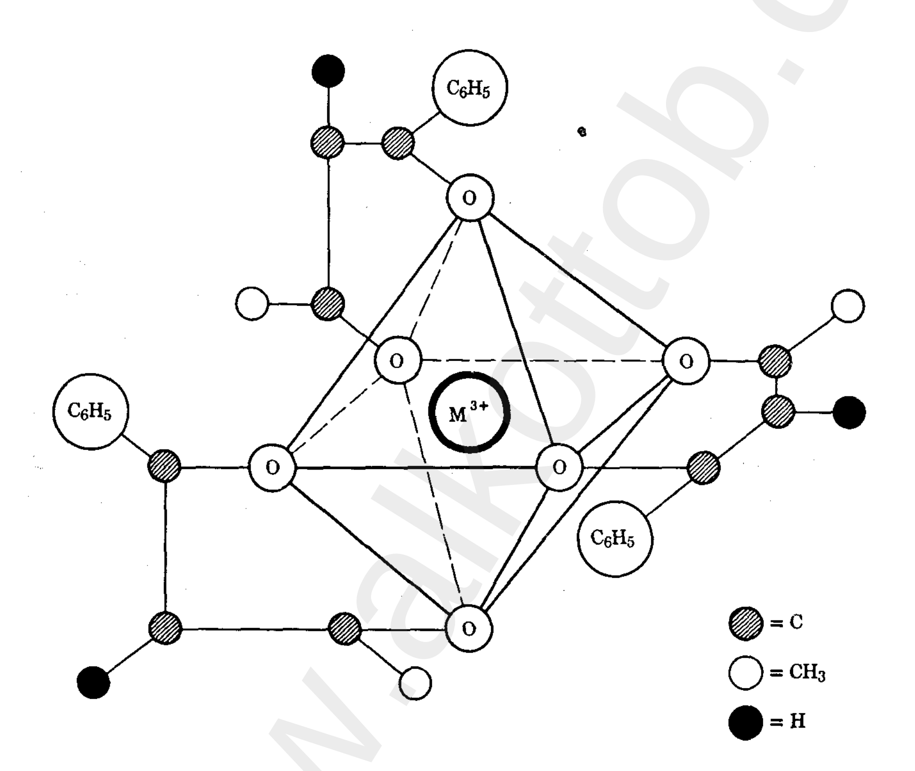
شكل 8.3 ايون البنزول استيونيت

$$\left[C_6H_5-\underset{\underset{O}{\|}}{C}-CH-\underset{\underset{O}{\|}}{C}-C_6H_5 \right]^-$$

شكل 8.4 ايون الدايبنزول ميثايد

تركيب البنزول استيونيت والشكل 8.4 مايشابهه من الدايبنزول ميثايد dibenzoyl methide (D) . فعندما تقترن ثلاثة ايونات من البنزول اسيتونيت مع ايون معدني ثلاثي موجب ، فأن ذرات الاوكسجين الستة ستشكل مثمن سطوح octahedron منتظم حول الايون المعدني ، كما هو موضح في الشكل 8.5 . ويمكن بناء انظمة مشابهة مع ثلاثة ايونات من الدايبنزول ميثايد (D) او مع ثلاثة ايونات من benzoyltrifiuoroacetone (BTF) .

وتدعى المركبات الناتجة بالثلاثيات الكُلاّبية "tris" chelates .

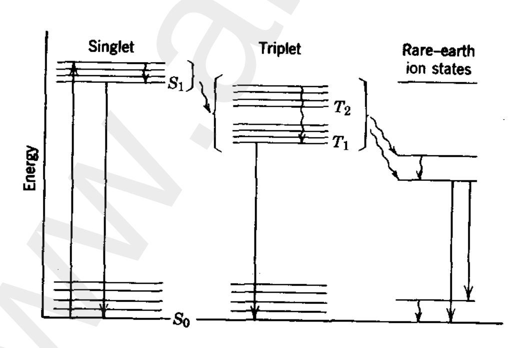


شكل 8.5 الرسم المنظوري لكلابي ترايس بنزول اسيتونيت الاتربة النادرة (MB_3) . والخطوط التي ترسم مثمن السطوح ، لاتمثل اواصر . كما ان حجوم الدوائر لاتدل على الابعاد الذرية .

وتدعى المركبات التي تشتمل على مجموعات ليكاند رباعية ؛ واعني ، ثماني ذرات اوكسجين حول ايون معدني ، بالرباعيات الكلابية "tetrakis" chelates . كما يوجد من اليوربيوم europium ثلاثي التكافؤ ، مركبات يرمز لها بالرمز

$EuKe_3$ وايونات مثل $(EuKe_4)^-$. (وهنا Ke يقوم بمقام الايون الكلابي) . ويستخدم الايون الاخير بصيغة المركب من الشكل $EuKe_4$ P ، حيث يقوم الرمز P مقام ايون موجب احادي التكافؤ ، واغلب مايكون هو العنصر Piperidinium .

وتعود الايونات الكلابية الى صنف من الجزيئات العضوية عُرفت بسلوكها التفلوري المرغوب . فحالة الهمود للجذر العضوي هي عبارة عن حالة احادية singlet ، S=O . وان امتصاص اشعة من المنطقة الفوق البنفسجية ، يسبب في اثارة الجذر من حالة الهمود S_0 الى واحدة من الحالات المتهيجة الواطئة S_1 او S_2... والى اخره . وبسبب تبديدها للطاقة من خلال الحركة الاهتزازية ، يمكن للجزيئة ان تعمل على تغيير حالاتها من دون انبعاث اشعاعي من الحالات S_2 و S_3و . . . الى اخره ، الى اوطىء حالة متهيجة احادية S_1 ، او لواحدة من الحالات الثلاثية الواطئة T_1 او T_2 . ويعتبر الانتقال $S_1 \rightarrow S_0$، مسموحاً به حسب القوانين الانتقائية ؛ فهو يحدث بصورة سريعة ـ تتغير مدى اعماره مابين 10^{-6} و 10^{-9}sec ـ ويُظهر نفسه كالانتقال تفلوري . واما الانتقالات الاشعاعية من الحالات الثلاثية والى حالة الهمود ، فتكون محرمة حسب القوانين الانتقائية ؛ وبناء عليه ، يحتمل ان يتم اصطياد الجزيئات في حالة ثلاثية ذات مدى عمر من النسق 10^{-3}sec * . وتختلف الاتربة النادرة الكلابية عن الجذور radicals ، في كونها تمتلك اي الكلابية ، بالاضافة الى مستويات الطاقة اعلاه ، على مجموعة معزولة جيداً من مستويات الطاقة الواطئة والمشتقة من الترتيب الالكتروني 4*f* للايون المعدني . والشكل 8.6 يوضح تخطيطياً الحالات الالكترونية المتهيجة لأتربة نادرة كلابية .



شكل 8.6 رسم تخطيطي لمستويات طاقة تراب كلابي نادر يمتلك حالات الكترونية من الترتيب 4*f* الواطيء : والسهم ← يدل على الانتقالات الاشعاعية ؛ والسهم المتعرج ← على الانتقالات اللااشعاعية .

* في السائل الغني بعوامل الكبت الثلاثية ، كجزيئات الاوكسجين O_2 ، يمكن لهذا الزمن ان يقل بصورة واضحة .

وتحت ظروف ملائمة ، يمكن للدورة التفلورية ان تكتمل وذلك بنقل الاثارة من المستوى T_1 (او T_2) الى واحد من مستويات الايون المعدني ورجوع لاحق الى حالة الهمود يصحبه انبعاث لخطوط طيفية مميزة للايون . وبهذه الطريقة ، تقترن المميزات الامتصاصية العريضة للجذر العضوي مع الخطوط الانبعاثية الضيقة لايون التراب النادر ، لتكوين وضع ملائم لبناء ليزر يمكن اثارتها بواسطة الضخ البصري .

وقد لوحظت القيمة الكامنة للمحاليل الكلابية كمواد ليزرية بعد وقت قصير من انجاز اول انبعاث مستحث في الياقوت ، فكثفت عند ذاك البحوث الرتيبة لدراسة الخواص التفلورية للمحاليل الكلابية . ومن التعرف على الصفات الاساسية لآلية التفلور ، أعتبر عنصر اليوربيوم من أكثر عناصر الاتربة النادرة ملائمة كمادة ليزرية ، مما حدى بالباحثين لتكثيف بحوثهم على اليوربيوم في البنزول اسيتونيت [3] و thenoyltrifluoroacetonate (TTA) [4] ، بالاضافة لتقدير طاقات الضخ والتراكيز اللازمة لانتاج الفعالية الليزرية في محاليل هكذا جزيئات [4,5] . وقد تم نشر نتائج هذه البحوث في اوائل عام 1963 ، وفي الوقت نفسه تقريباً ، تم تسجيل نجاح تشغيل ليزرات اليوربيوم الكلابية من قبل مختبرين في آن واحد . فقد حصل الباحثان Wolff و Pressley [6] في موسسة RCA ، على انبعاث مستحث من ملف طويل مصنوع من الياف الـ methacrylate الحاوية على مركب $Eu(TTA)_3$ ، بينما حصل الباحثان Lempicki و Samelson [7,8] من شركة General Telephone & Electronics ، على الشيء نفسه في محاليل بنزول اسيتونيت اليوربيوم ودايبنزول ميثايد اليوربيوم في خليط من الكحول الاثيلي والمثيلي . وقد أجريت تجارب كلتا المجموعتين عند درجات حرارة تتراوح مابين 110°K و 140°K ، وذلك لكي تشتغل هذه الليزرات قدر المستطاع بخطوط طيفية ضيقة ، وبالتالي لتقليل الطاقة اللازمة للاثارة . والمحاليل عند هذه الدرجات الحرارية تشابه المواد الصلبة اكثر مما تشابه السوائل الاعتيادية ؛ حيث تشبه في جريانها القطران او العسل الثخين . وقد امتد في آخر الامر مدى درجة الحرارة التشغيلية الى درجة حرارة الغرفة . وقد تحقق هذا النجاح بعد تبديل خليط الكحول بالمذيب acetonitrile ، لان هذا المذيب لايسبب تحلل مهم للرباعيات الكلابية [9,10] .

وقبل ان نتقدم بوصف محتويات وتركيب ومميزات التشغيل لليزرات الكلابية ، يجدر بنا ان نشغل انفسنا بدراسة مطيافية وكيمياء فيزياوية المواد المتضمنة هنا . فان ليزر اليوربيوم الكلابية تشتغل عند الطول الموجي 6130A° تقريباً ؛ وهذه الاشعة تناظر الانتقال في ايون Eu^{3+} من المستوى $^5D_0$ والى احد المستويات

الثانوية $^7F_2$ الواقعة على ارتفاع يقدر بحوالي $950 cm^{-1}$ فوق مستوى المهود للايون . ويتحدد إنشطار المستويات $^7F_2$ بنوعية المجالات المحيطة بالايون Eu وهذه الحالة متغيرة لانها تعتمد على عدد وطبيعة الليكاند ، ومن المحتمل تعتمد على ايونات اخرى تكون مرتبة مع الايون Eu .

وقد تمت دراسة الخواص التفلورية لبنزول اسيتونيت اليوربيوم ودايبنزول ميثايد اليوربيوم بصورة تفصيلية وواسعة . فقد اذيبت اولاً هذه المواد الليزرية في مذيب قياسي يتكون من خليط بنسبة 3 الى 1 (3:1) من الاثيلي والمثيلي . وبعد وقت لاحق ، استخدم خليط بالنسب 3 الى 1 الى 1 (3:1:1) من الكحول الاثيلي والكحول المثيلي و dimethylformamide(DMF) كمذيب لهذه المواد ، واخيراً كانت المحاولة على استخدام مذيبات خاصة اخرى . فعندما اكتشفت في البداية هذه الليزرات ، كان الظن بأن المواد الفعالة هي من الشكل EuB_3 و EuD_3 ؛ واعني ، بأنها فرضت من نوع الثلاثيات الكلابية (ترتيب ذات ستّ طيّات six-fold coordinated) . ولكن بمقارنة دقيقة للخطوط الطيفية ، برهن الباحثون Brecher و Lempicki و Samelson ، على ان المواد الفعالة هي بالحقيقة من الشكل EuB_4 و EuD_4 ، حيث يتم تعادل الشحنة على كل من هذه الايونات بواسطة ايون عنصر Peperidinium الموجب [11,12] . وكان هذا العمل معقداً بسبب احتواء هذه المحاليل على كلا المحاليل ، الثلاثية والرباعية الكلابية وذلك لان المذيب يسبب تحلل المحلول الكلابي الذي كان اصلاً من النوع الرباعي . كما تم تمييز الخطوط الطيفية مع الاخذ بنظر الاعتبار ، مختلف التناسق المعمم على مواضع sites الترتيب الايوني ذات الستُّ طيّات والثاني طيّات . كما وتختلف درجة التحلل مع اختلاف المحلول الكلابي ومع نوعية المذيب وبالطبع ايضاً مع درجة الحرارة . والمعلومات الكمية المتعلقة بهذا التحلل ، متوفرة في منشورات مجموعة General Telephone ومنشورات مجموعة Electronics [1,12(III)] . ومن المهم ان نذكر بأن التحلل عند درجة الحرارة 93°K للرباعيات الكلابية B و D في الكحول ، هو تحلل جزئي ، بينما تحلل المحلول الكلابي BTF ، هو تحلل كامل

وتمتلك المحاليل الكلابية الحاوية على اربعة ليكاند ، خطوط تفلورية جداً حادة ، ومن المحتمل ان يكون هذا السبب هو الذي جعلها سهلة الاثارة للفعالية الليزرية . وعلى اي حال ، يكون من الواضح بأن التحلل غير المقصود للمحلول الكلابي باربعة ليكاند ، يمتلك ظاهرتين مضرتين هما : انه يعمل على تقليل تركيز الصنوف species المتوفرة للفعالية الليزرية . وعلاوة على ذلك ، تقوم نواتج هذا

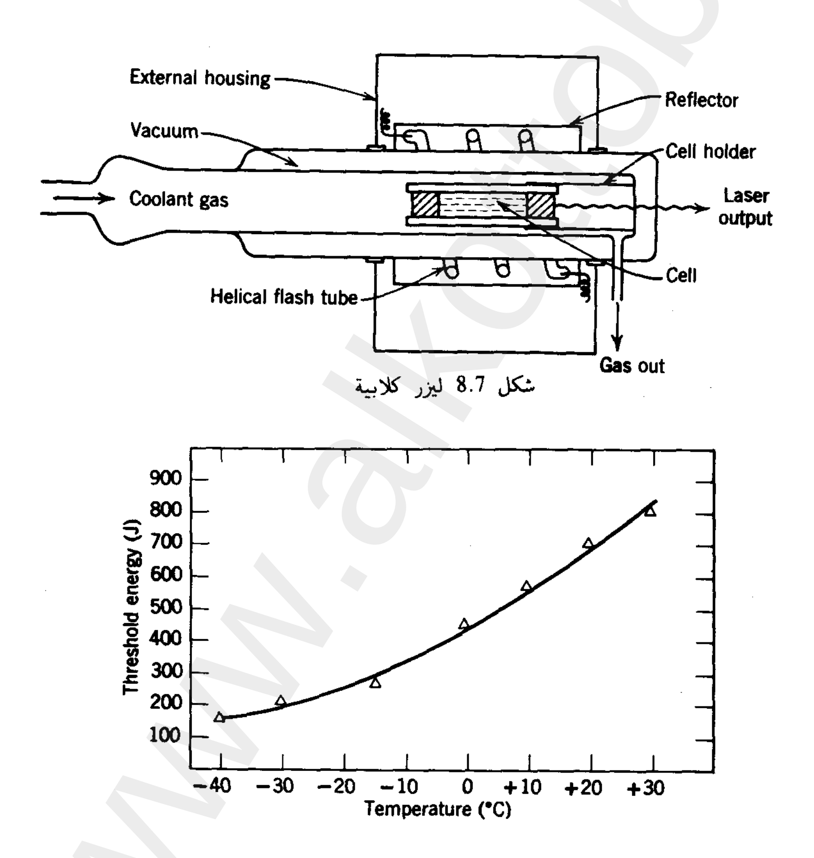
التحلل ، واعني ، الايون الحر والكلابي الثلاثي ، بامتصاص ضوء الاثارة من المنطقة نفسها التي تعمل فيها المادة الفعالة . وان وجود المادة dimethyl-formamide في المذيب ، تمنع تحلل مادة $Eu(BTF)_4$ ، ويكون بالامكان الحصول على الفعالية الليزرية مع مذيب يحوي DMF ، بينما المادة الكلابية نفسها لاتظهر الفعالية الليزرية في محلول الكحول القياسي . ويكون تحلل هذا المحلول الكلابي اقل في المذيبات acetonitrile و Propionitrile . ومع هذه المذيبات ، تكون المادة Eu(BTF) ، هي المادة الليزرية الملائمة حتى عند درجة حرارة الغرفة [9,10] .

وقد أنجزت عملية اثارة ليزر اليوربيوم الكلابية باستخدام مصدر قدير للاشعة فوق البنفسجية وذات خارج طيفي يقع في النطاق الامتصاصي للجذر . وهذا بصورة عامة ينحصر في المدى 3000 الى 4000Å ؛ مع العلم بان القيمة القصوى للبنزول أسيتونيت اليوربيوم تقع عند الطول الموجي 3900Å . وتتواجد ايونات اليوربيوم بتراكيز تتغير مابين 10^8 و 2×10^{19} per cm^3 . فالحد الادنى يتم تحديده بشرط العتبة ، الذي يحتاج الى تكبير ادنى لازاحة الخسارات الناتجة عند نهايات الليزر ؛ بينما يتحدد الحد الاعلى بقابلية الذوبان (الانحلالية) . ومن المهم ان نبين بأن ثابت الامتصاص لمحلول EuB الحاوي 1.2×10^{19} ايون لكل cm^3 هو حوالي 250 مرة أكبر من ماهو عليه في الياقوت القرنفلي الذي يحوي تركيز ايوني مشابه . وكنتيجة للامتصاص الكثيف ، ستكون اثارة EuB غير متجانسة الى درجة كبيرة ، وعندئذ ستعتمد العتبة اعتماداً قوياً على هندسة الخلية . وبالحقيقة ان الامتصاصية العالية للمواد الكلابية تعمل على تحديد سمك المادة الفعالة التي يزمع استخدامها بصورة فعلية .

وتمتلك الليزرات الكلابية مادة فعالة قطرها من النسق 1mm . وهي تثار بواسطة ومضة flash وبطريقة مشابهة لما هو مستخدم في الياقوت . ويبين الشكل 8.7 ، ترتيب تجريبي لاثارة وميضية في ليزر كلّابية . حيث يوضع السائل في اسطوانة من المروّ quartz ، تثبت في داخل قنينة ديوار ، ويجري تبريدها بواسطة تيار من غاز النتروجين البارد . ويكون تبريد هكذا ليزر احرج بكثير من تبريد ليزر الياقوت . واما طاقة ضخ العتبة فتتغير بصورة كبيرة مع نوعية المذيب المستخدم للمادة الكلابية ومع درجة الحرارة ايضاً . ويوضح الشكل 8.8 اعتماد طاقة الضخ على درجة الحرارة . وهي تمثل المعلومات التي حصل عليها الباحث Schimitschek [10] من ليزر تم تصميمها لتشتغل عند درجة حرارة الغرفة . وكانت المادة الفعالة لهذه الليزر ، هي عبارة عن محلول تركيزه الجزيئي الغرامي

0.005M في المذيب acetonitrile للمادة الكلابية Eu(BTF)$_4$H Pyrr ، حيث يرمز الدليل P_{yrr} الى البايرولدين Pyrr olidine . ويحصر هذا المحلول في انبوبة شعرية توضع في الخط البؤري لاسطوانة اهليليجية الشكل . ويوضح الرسم البياني المبين في الشكل 8.8 ، بان اية زيادة بدرجة الحرارة وحتى لو كانت بسيطة جداً ، فانها تسبب زيادة جوهرية في طاقة العتبة .

وان المدى النموذجي للكفاءة الاجمالية المستحصلة من ليزر كلابية ، هي بحدود 10^{-6} . واسباب هذه الكفاءة الواطئة يعود قسماً منه الى العملية المعقدة للاثارة التي قد تؤدي الى مصائد traps ومسارات رجوع لاتساهم في الفعالية الليزرية ، واما القسم الاخر من المسببات فيعود الى الامتصاصية العالية للمادة التي تمنع الحصول على اثارة متجانسة للوسط الفعال .



شكل 8.7 ليزر كلابية

شكل 8.8 طاقة ضخ العتبة في ليزر اليوربيوم الكلابية كدالة لدرجة الحرارة .
(After Schimitschek[10])

8.3 ليزر أوكسي كلورايد النيوديميوم ـ سيلينيوم
The neodymium-selenium oxychloride laser

من المعروف بان فعالية الليزرات العضوية ـ المعدنية ، تكون محدودة بسبب الامتصاصية العالية لليكاند العضوية وبسبب التبديد بطاقة الاثارة خلال عمليات لاتساهم في الفعالية الليزرية . وللتغلب على هذه التقييدات التي تفرضها علينا الليزرات الكلابية ـ المعدنية ، أغري البعض الى تجربة المحاليل المائية لايون الاتربة النادرة ومن ثم اثارة هذه المحاليل الى الحالة التفلورية بواسطة الضخ البصري ، تماماً كما اثيرت هذه الايونات في الليزر الصلبة ذات الاربعة مستويات . ويمكن للواحد منا ان يأمل بأن النيوديميوم ثلاثي التكافؤ ـ وهو يعتبر ايوناً ممتازاً في ليزر الاربعة مستويات عندما يندمج في المواد الصلبة ـ بامكانه العمل حتى في المحاليل المائية . الا ان التجارب اظهرت بأن ايونات Nd^{3+} المتهيجة ، ترتخي relax بصورة سريعة في المحلول المائي ومن دون بعث اية اشعة . وتنتج عملية التراخي غير الاشعاعية كحصيلة للتحول في طاقة اثارة الايونات الى طاقة اهتزازية لجزيئات مادة المذيب . وتعتمد احتمالية حدوث مثل هذه العملية ، على عدد الكمات الاهتزازية vibrational quanta الواجب استحداثها لكيما تحمل طاقة الاثارة بعيداً عن الايون . ولكن العملية التي تحتاج الى استحداث آني لعدد من الكمات يكون حدوثها بعيد الاحتمال بصورة عالية ؛ ولهذا ، فان الحالات التي تكون فيها كمات الطاقة الاهتزازية المتوفرة ، صغيرة مقارنة بطاقة الاثارة للايون ، يكون فيها حدوث انتقال طاقة غير اشعاعي نادراً . ومن جهة اخرى ، يحدث التراخ بفترة زمنية اقصر ، عندما تكون الطاقة الكمية المتوفرة مساوية تقريباً لطاقة اثارة الايون . كما اظهرت الدراسات التفلورية التجريبية ، انه عندما يحل الماء الثقيل محل الماء الاعتيادي ، ينخفض معدل الاضمحلال غير الاشعاعي لتفلور النيوديميوم . وتعزى هذه الظاهرة الى الكتلة الزائدة ، ومن ثم الى الانخفاض الترددي للاهتزازات الجزيئية . مع العلم بأن الطاقة العليا للاهتزازات في جزيئة ما ، يتم تحديدها بأخف المكونات lightest contituent .

وباستخدام هذا الدليل المتعلق بدور الكتل الذرية ، تمكن الباحث Heller ومساعدوه [13,14] من حل مشكلة استحداث ليزر سائلة كفوءة وذلك بأذابة النيوديميوم Nd في تكوين سائلي لايحوي ذرات اخف من ذرات الاوكسجين . فهذا التكوين سوف لايمتلك اهتزازات ذات طاقة كافية لتقوم بتبديد الطاقة العائدة الى الفجوة gap مابين المستوى المتهيج ومستويات الهمود العديدة لايون النيوديميوم .

ويذوب اوكسيد النيوديميوم وكلورايد النيوديميوم في اوكسي كلورايد السيلينيوم الى مداً محدود . وتتحسن قابلية الذوبان اذا جعلنا المحلول حامضياً ، ولكن لاسباب تم توضيحها قبل قليل ، تؤكد على عدم استخدام الحوامض الحاوية على الهيدروجين . ويمكن الحصول على تحميض خالٍ من الهيدروجين وذلك باضافة تتراكلورايد القصدير الى المذيب ، فيؤدي الى تكوين الحامض القوي $(SeOCl^+)_2 SnCl_6^{2-}$. وآنذاك يقوم هذا الحامض بانتاج مايلزم من ايونات النيوديميوم ، اما من الاوكسيد Nd_2O_3 او من $NdCl_3$.

ويشابه الطيف الامتصاصي لايون Nd^{3+} في مذيب Heller ، طيف ايون Nd^{3+} في بلورة ايونية . ويمكن انجاز عملية إثارة ليزر النيوديميوم السائلة بواسطة انابيب وميضية توضع جنباً الى جنب مع الخلية الليزرية ، وتحاط بعاكس اسطواني . فيمكن في هذه العملية ، الحصول مباشرة على انبعاث مستحث بطول موجي $1.056\,\mu m$ ، حتى من دون استخدام مرايا متراصفة ، والسبب يعود الى حدوث انعكاس داخلي قوي عند السطح الخارجي للسائل . (معامل الانكسار لمادة المذيب هو 1.65) . ولكن ليزرات النيوديميوم السائلة من دون المرايا ، لها استخدامات محدودة ، والسبب يكمن في انتشار الاشعة المستحثة خارجاً في جميع الاتجاهات ، وهذا يعني بانها لايمكنها تكوين حزمة ضوئية مسددة . ولانتاج حزمة مسددة ، يجب استخدام خلايا ذات مرايا متراصفة بصورة جيدة .

وتمتلك ليزرات النيوديميوم السائلة كفاءة جيدة وحد عتبة منخفض نسبياً . فعند التجارب الاولية ، توصَّل الباحث Heller الى بلوغ حد العتبة في ليزر صغيرة ذات طاقة كهربائية داخلة مقدارها 5J ، كما حَصَل على خارج ليزري مقداره 1J من انبوبة طولها 15cm وقطرها الداخلي 0.6mm ، مع طاقة كهربائية داخلة مقدارها 1000J . وهذه الارقام يمكن مقارنتها بصورة جداً مناسبة مع ما يناظرها من المعلومات لليزرات الكلابية . وهناك فائدة اضافية مهمة تتصف بها ليزر النيوديميوم السائلة ، تكمن في عدم حاجتها الى التبريد بينما يستوجب تشغيل معظم الليزرات الكلابية عند درجة حرارة اقل بكثير من درجة حرارة الغرفة . اما الضرر الخطير لهذه الليزر ، فيكمن في مادة المذيب الخطرة جداً ، فهي مادة اكّالة بصورة عالية وجداً مؤكسدة ؛ فهي حين تلامس جلد الانسان ، تسبب له الحروق والتسمم .

8.4 ليزرات الصباغ العضوية Organic dye lasers

إن الوسط الفعال في ليزر الصِباغ العضوية ، هو عبارة عن مادة متفلورة عضوية تذوب في المذيبات المعروفة . ومن المواد النموذجية نذكر مادة rhodamines المذابة في الكحول ، ومادة fluorescein المذابة في الماء . وتشتق هذه المواد الوانها من انطقة امتصاصية قوية تقع في منطقة الاشعة المرئية . ولهذا السبب تتم اثارة هذه المواد بواسطة الضخ البصري ، وذلك باستخدام ليزرات صلبة ذات تشغيل نبضي عملاق او باستخدام مصابيح وميضية قادرة على تصريف نبضة قصيرة تبنى بصورة سريعة . واما الاشارة الخارجة من الليزرات الصباغية فهي عبارة عن نبضة قصيرة ذات محتويات طيفية واسعة . حيث يعتمد التوزيع الطيفي لهذه الليزرات على المذيب المستعمل وعلى تركيز المادة الصباغية وعلى برمترات متعددة اخرى . وبسبب هذا الاعتماد ، يكون الخارج الطيفي متغيراً ولايسمح لنا الا باعطاء معلومات تقريبية عن الطول الموجي . واما الربح الذي يمكن احرازه في هذه المحاليل الصباغية فهو عالٍ ؛ مع العلم انه نادراً مايجب ان يزيد طول المادة الفعالة في ليزر تشغيلية عن 2 cm . كما ان الليزرات الصباغية تشتغل عند درجة حرارة الغرفة .

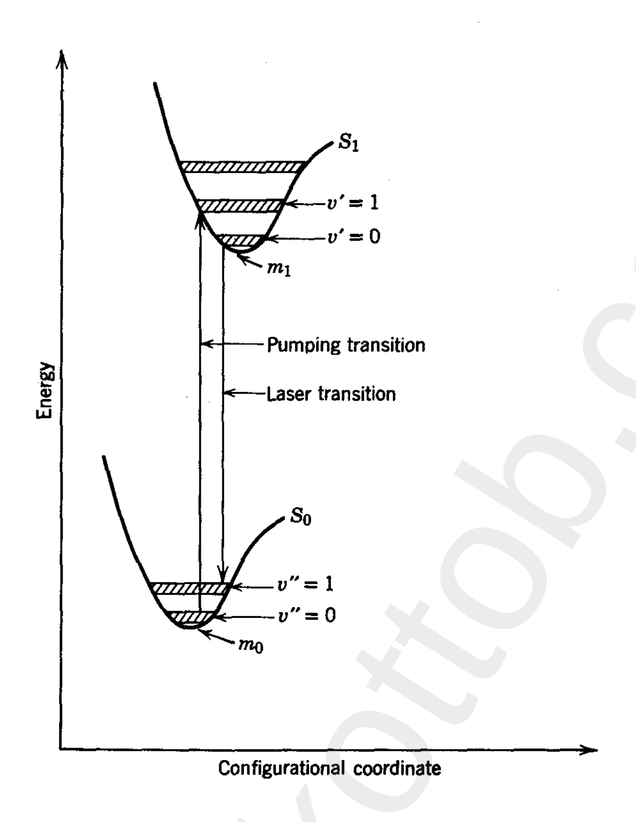
وتتغير دورة الاثارة ـ الانبعاث للصِباغ العضوية بعض الشيء من مادة الى اخرى ، الا ان كل هذه المواد تشترك بامتلاك خواص تركيبية معينة تساهم في تحديد الصفات الرئيسية للعمليات البصرية الوثيقة الصلة بالموضوع . فمثلاً ، تمتلك كل من المادتين الصباغيتين polymethine و cyanine ، زوجاً من الالكترونات ، وهذان الالكترونان يمتلكان حرية معينة للحركة ضمن الجزيئة . وحركة هذا الزوج من الالكترونات يحدد بدوره التوزيع الالكتروني للجزيئة . وان ادنى توزيع الكتروني S_0 ، هو عبارة عن حالة احادية (اللف الذاتي متعاكس) . كما يوجد حالات متهيجة احادية $(S_1, S_2, ...)$ وثلاثية $(T_1, T_2, ...)$. وتساهم الاهتزازات الذرية بجزء من الطاقة الا انها صغيرة فيما لو قورنت بفرق الطاقة بين اوطأ الحالات الالكترونية S . واما طاقة الجزيئة فهي دالة للمسافات بين الذرات . فعند رسم طاقة الجزيئة في الحالات الالكترونية S_0 و S_1 كدالة للمسافة كاحداثي نموذجي (او معمم generalized) ، نحصل على المنحنيات المبينة في الشكل 8.9 . حيث تمثل الانطقة الافقية ضمن كل منحني طاقة الكتروني ، انطقة اهتزازية جزيئية . ويحدث الامتصاص او الانبعاث عندما تمر الجزيئة من نطاق الى آخر . وفي حالة الصِباغ ، يلزمنا امتصاص كم واحد one quantum من الضوء المرئي لكيما تمر الجزيئة من ادنى انطقة المستوى S_0 والى واحد من ادنى انطقة المستوى S_1 .

وبالنسبة للمسافات الذرية البينية interatomic distances التي تعود الى المواقع الدنيا m_0 و m_1 لمنحنيات S_0 و S_1 ، فهي بصورة عامة مختلفة بعض الشيء ، وهذا الاختلاف يؤثر بدوره في الاطياف الامتصاصية والانبعاثية لهذه المواد . وان الصِباغ التفلورية ذات الاهمية للتقنية الليزرية ، فهي بشكل خاص تلك الصِباغ التي تبعث بضوئها بعد تأخير قصير ، ويكون طيفها الانبعاثي مزاحاً بعض الشيء عن طيف امتصاصها .

ويمكن فهم وادراك سبب وطبيعة هذه الازاحة بواسطة مبدأ فرانك ـ كوندون Frank-Condon principle ، الذي ينص على ان الانتقالات الالكترونية ، تحدث بصورة سريعة جداً ، بحيث ان ذرات الجزيئات لاتقدر على تغيير مواقعها النسبية وسرعها النسبية بصورة مهمة خلال الزمن اللازم لمثل هذا الانتقال الالكتروني [15] . وبناء على ذلك ، ستحدث هذه الانتقالات باعلى معدل زمني ، بحيث لاتحتاج فيه الا لأدنى اعادة ترتيب في المسافات الذرية البينية وفي سرعها . وعندما يكون الوضع كما هو مبين في الشكل 8.9 ، يكون احتمال حدوث الانتقال $v' = 0 \leftarrow v'' = 1$ ، اكبر من احتمال حدوث الانتقال $v' = 0 \leftarrow v'' = 0$ ، بينما يكون الانتقال المعاكس ضعيفاً جداً في الامتصاص وذلك لان المستوى $v'' = 1$ يكون غير مسكوناً . ويمكن للمستوى البدئي للانتقال $v' = 0 \leftarrow v'' = 1$ ان يصبح مسكوناً ، عندما تضخ الجريئة بصرياً الى داخل المستوى $v' = 1$ ، وذلك لانه يعاد توزيع الطاقة بصورة سريعة فيما بين المستويات الاهتزازية المجاورة ، فتميل الشعبية الى تفضيل اوطأ المستويات .

وتضخ عادة الليزرات الصِباغية من اوطأ نطاق اهتزازي في S_0 $(v'' = 0)$ والى بعض من الانطقة S_1 . وتنبعث الاشعة المستحثة عند الرجوع من $v' = 0$ الى داخل احد الانطقة المتواجدة فوق $v'' = 0$. وهكذا تشتغل الليزر كمخطط ليزر ذات اربعة مستويات .

وان وجود الجزيئات في احد المستويات الثلاثية الشبه مستقرة metastable ، يكون مضراً للفعالية الليزرية من عدة وجهات . اولاً ، ان الجزيئات التي يتم خزنها في مستوى ثلاثي ، تمنع من المشاركة في الدورة الليزرية . وثانياً ، عندما تصبح بعضاً من المستويات الثلاثية الواطئة ، مسكونة ، تصبح المادة عندئذ ، ماصة للاشعة الليزرية ، والسبب يعود الى تراكب overlap الانتقالات الثلاثية ـ الثلاثية مع الخط الليزري . وتجدر الاشارة الى انه في حالة المقارنة مع المستويات الذرية ،

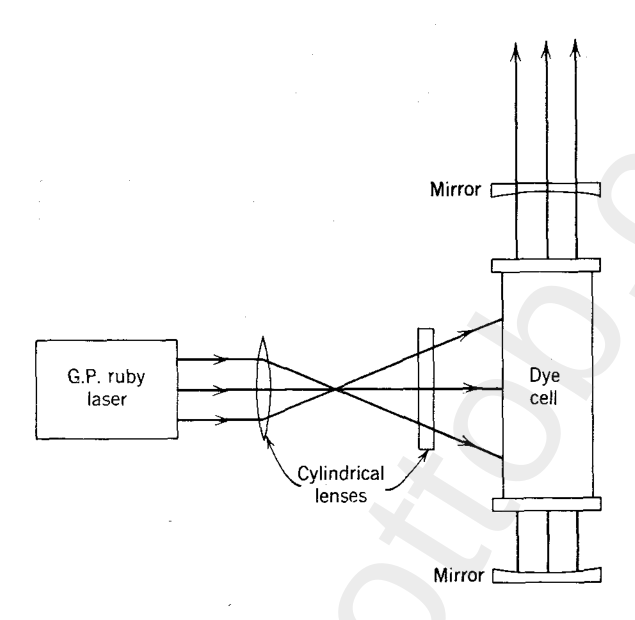


شكل 8.9 رسم تخطيطي جزئي لمستويات طاقة مادة ليزرية صباغية .

تكون المستويات الجزيئية عريضة وكثيرة . وبذلك يحدث التراكب الطيفي في احوال كثيرة فيما بين الخطوط الطيفية الجزيئية .

وقد اخترعت اول الليزرات الصباغية من قبل الباحث **Sorokin** ومشاركيه [16,17] في مختبرات IBM ، ضمن برنامج البحوث الطويلة والتي اختصت في استخدام الصباغ في التشغيل المفتاحي السلبي لمعامل النوعية passive Q-switching في الليزرات الياقوتية . وقد تم الحصول على الفعالية الليزرية في عام 1965 من محلول المادة المسماة (CAP) chloro-aluminium phthalocyanine ، بعد إثارته بواسطة الاشعة الصادرة من ليزر ياقوتية ذات نبضة عملاقة . ويبين الشكل 8.10 ترتيب لهذه الليزر الصباغية . حيث يتم حفظ المحلول الصباغي في خلية توضع بين مرايا

خارجية . بينما يعتمد الترتيب الاصلي لهذه الليزر على تجهيز الاضاءة من الجانب ، كما ويمكن تجهيز الاثارة عن طريق الطرف المنتهي ، باستخدام مرآة مرسلة



شكل 8.10 ليزر صباغية ذات ضخ مستعرض . (After Sorokin et al. [17].)

انتقائية . اما تركيز الصباغ فيكون بحدود 10^{-3} mole / Litre ؛ مع العلم ان التركيز الامثل ، يعتمد على حجم الخلية وهندسة الاضاءة . وتمتد الاشعة المتلاحمة الخارجة على مدى منطقة طيفية اتساعها بحدود 40Å ومتمركزة حول الطول الموجي 7560Å . ويتغير كل من الطول الموجي المركزي والاتساع الطيفي مع التركيز ومع نوعية المذيب ومع مستوى الاثارة . ويبيّن الجدول 8.1 ، اعتماد المَعْلمات البصرية الوثيقة الصلة بالموضوع لمادة CAP على نوع المذيب المستعمل

ويعتبر هذا التغيير نموذجياً ، وقد تم ملاحظة تغيير مشابه في مواد صباغية اخرى ، ولكن علينا ان لانستنتج بأن الطول الموجي الليزري سيزداد دائماً اذا مااستخدمنا الايثنال ethanol بدل 1- Propanol ، أو dimethyl sulfoxide بدل ethylene glycol .

جدول 8.1

الاطوال الموجية المركزية للانبعاث المستحث ، λ_s, والاطوال الموجية للامتصاص الاقصى ، λ_A ، للمحاليل من النوع CAP تركيزها 10^{-3} Mole .

Solvent	λ_s (Å)	λ_A (Å)
1-propanol	7550 ± 5	6705 ± 10
Ethanol	7555 ± 5	6700 ± 10
Dimethyl sulfoxide	7615 ± 5	6770 ± 10
Ethylene glycol	7630 ± 5	6815 ± 10

وتعتبر المادة الصباغية 3-3 diethylthiatricarbocyanine (DTTC) iodide ، من احسن المواد الصباغية الليزرية التي تم اكتشافها فهي نموذج لتشكيلة مختلفة من صباغ السانين Cyanine dyes ذات القابليات الليزرية . وهذه المادة ، واعني ايوديد DTTC ، لها القابلية على الذوبان في تشكيلة مختلفة من المذيبات . وتتغير القيمة القصوى لانبعاثها التفلوري مابين 7960 A عندما يكون المذيب هو الكحول المثيلي ، والى A° 8160 بالنسبة للمذيب dimethyl sulfoxide . كما يمكن اثارة هذه المادة الصباغية باشعة ياقوتية ، على الرغم من ان القيمة القصوى لامتصاصها تصل عند حدود الطول الموجي A° 7600 .

وهناك حوالي عشرين مادة صباغية مشابهة ، اظهرت ملائمتها كمواد ليزرية في تشكيلة مختلفة من المذيبات . وبانتقاء الصباغ الجيد ومن ثم ضبط تركيزه مابين الحدود 3×10^{-6} والى 5×10^{-4} مول/ لتر ، يكون بالامكان تغطية المدى الطيفي الكلي المحصور مابين 0.71 و μm 1.06 ، ومن دون اية فجوة [18] .

وهناك العديد من الصباغ ، تبعث اشعتها التفلورية بطول موجي أقصر من الطول الموجي لليزر الياقوتية . وهذه الصباغ لايمكن اثارتها للانبعاث المستحث عن طريق تشعيعها من ليزر ياقوتية . وقد اكتشف في آن واحد من قبل الباحث Sorokin [17] و McFarland [19] ، بأن العديد من الصباغ يمكن استخدامها لبعث اشعة متلاحمة فيما اذا تم اثارتها بواسطة التوافقي الثاني

second harmonic لخارج الليزر الياقوتية . وهكذا ، يحصل اولاً تحول في الاشعة الى الطول الموجي 3471 Å ومن ثم يُسمح لها بالسقوط على الخلية الصباغية . وان توليد خارج ليزري بهذا الاسلوب يتطلب قدرة خارجة عالية جداً في المرحلة الاولى (100 MW) وذلك لان الخسارات في عملية التحويل تكون عالية جداً . ويحوي الجدول 8.2 بعض الليزرات الصباغية المعروفة ، والتي تشتغل في المنطقة المحصورة من اللون البرتقالي والى اللون الازرق من الطيف .

جدول 8.2

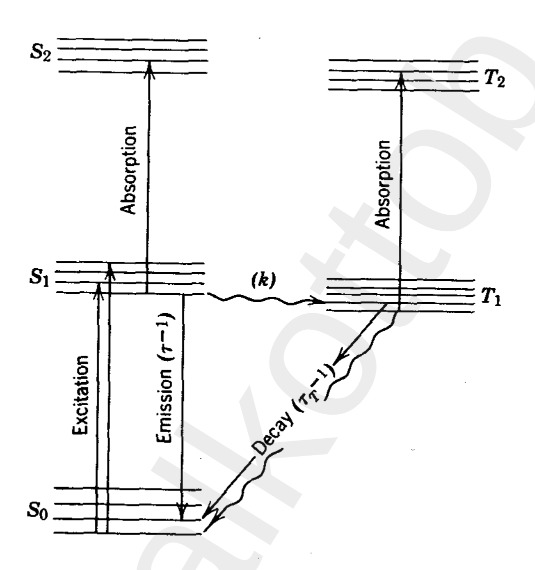
الليزرات الصباغية المتهيجة بواسطة التوافقي الثاني من الليزر الياقوتية [17,19] . المذيب هو الاثانول ethanol ، والتركيز هو 10^{-3} مول/ لتر .

Dye	Laser Wavelength (μm)
Acridone	0.437
Acriflavin hydrochloride	0.510
Fluorescein (Na)	0.527[a]
Eosin	0.540
Rhodamine 6 G	0.555
Rhodamine B	0.577
Acridine Red	0.580
Rhodamine G	0.585

a يمكن استخدام الماء كمذيب

وان المحاولات المبكرة لضخ الليزرات الصباغية عن طريق المصابيح الوميضية ، باءت جميعها بالفشل . واظهرت تحاليل الباحث Sorokin [17] ، بأن نوعية التلاحم في حزمة اشعة الضخ ، لم تكن الشيء الاساس ، بل ان الصفات الضرورية واللازم توفرها في مصدر الضخ هما الشدة القصوى العالية والفترة الزمنية القصيرة اللازمة لبناء النبضة . والسبب في وجوب توفر هذه النوعيات ، يستند على الحقيقة ، وهو انه في عملية الاثارة البطيئة ، تصبح بعض المستويات الثلاثية الدنيا ، مسكونة ، فتمنع تحقيق الربح في المادة الليزرية المقصودة . ويمكن تحليل التأثير الناتج من الحالات الثلاثية بمساعدة الشكل 8.11 ، الذي يبين تركيب

مستويات الطاقة التفصيلي لجزيئة الصباغ . كما ويبين الشكل بأن كل مستوى من المستويات الاهتزازية ، يمتلك أنتشارية محدودة ، وذلك لامتلاكه تركيب دوراني دقيق ، لم يظهر على الرسم التخطيطي . والانتقالات مابين الحالات الاحادية "مسموح بها" ، حسب القوانين الانتقائية المطيافية . وكذلك مابين الحالات الثلاثية المختلفة ، تكون الانتقالات مسموح بها ايضاً ، ماعدا الانتقالات الاحادية ـ الثلاثية ، والتي تعرف بالعابرات البينية للمنظومة intersystem crossings ، فهي محرمة . ونعني بالانتقال المحرم ، انه لايحدث بنفس سرعة حدوث الانتقالات المسموحة ، او انه لايحدث بسرعة مالم ينجز بعملية غير عملية انبعاث فوتون .



شكل 8.11 مخطط مستويات الطاقة لجزيئة صباغ . تمثل الخطوط الافقية ، الحالات الاهتزازية . والخطوط المتموجة تدل على الانتقالات غير الاشعاعية ؛ واما الخطوط الصلدة فتدل على الانتقالات الاشعاعية . وتمثل الحروف داخل الاقواس معكوس المعدلات الزمنية لحدوث العمليات .

وان الجزيئات المتواجدة في مجموعة الحالات S_1 ، ترجع الى الحالات S_0 مصحوبة بانبعاث اشعاعي . وزمن الاضمحلال decay time النموذجي لهذا التفلور ، في الصباغ العضوية هو 5×10^{-9} sec . كما يحتمل لهذه الجزيئات ان تغير حالتها الى حالة ثلاثية دُنيا T_1 من دون انبعاث اشعاعي ، وهذا يتم باعطاء الفرق بالطاقة الى الشبيكة . وان المعدل الزمني لحدوث هذا العابر البيني ، k ، في الصباغ النموذجية يكون بحيث $k^{-1} \approx 5 \times 10^{-8}$ sec . وهكذا سيكون العابر البيني للمنظومة هو عبارة عن عملية تحدث بسرعة تقارب واحد من عشرة من

سرعة حدوث عملية التفلور ، وهو بذلك يتنافس بصورة لطيفة (معتدلة) في اهماد deactivation الحالات S_1 . ويكون مدى العمر τ_T للاضمحلال من الحالة الثلاثية T_1 والى S_0 ، اطول بكثير ، فهو يتراوح من 10^{-3} الى sec 10^{-4} بالنسبة للمحلول الصباغي النقي . وبسبب مدى عمرها الطويل نسبياً ، تعمل الحالة الثلاثية T_1 كمصيدة للجزيئات الصباغية وبذلك تستنفد المخزون المتوفر للعملية الليزرية . واضافة لاستنفاذ عدد الجزيئات الفعالة ، يسبب التجمع في الحالة T_1 الى تأثير مضر آخر . فنحن نعلم بأن الانتقالات الثلاثية الى الثلاثية مسموح بها ، وان الامتصاص البصري المقترن بهذه الانتقالات قوي جداً . ولكن لسوء الحظ ، يتراكب النطاق الامتصاصي المقترن بالانتقالات T_1 الى T_2 بصورة عامة مع طيف الانتقالات من S_1 الى S_0 . ومن هنا يعمل التجمع للجزيئات في الحالة T_1 على انتاج خسارة بصرية ضخمة في الطيف التفلوري الاحادي Singlet . وهو بامكانه ان يمنع او يوقف الانبعاث الليزري . ولكيما نقلل ، الى الحد الادنى ، التأثير المضر للامتصاص الثلاثي الى الثلاثي ، يكون من الضروري اما ان نقلل مدى عمر الحالة الثلاثية بطريقة ما ، او ان نعمل على اثارة الليزر بطريقة جداً سريعة بحيث نحصل على النسبة الليزرية قبل ان يتم تجمع عدد مهم من الجزيئات في الحالة T_1 . وهذه الاثارة السريعة تحتاج بالطبع الى مضخة بصرية ذات شدة عالية وزمن بناء نبضة قصير short risetime . ومن هنا نتبين الفائدة من استخدام النبضة العملاقة لاثارة الليزر الصباغية .

ويمكن ايضاً اثارة الليزرات الصباغية بواسطة مصابيح وميضية مصممة بصورة خاصة لتصريف قدرة خارجة عالية وذات فترة زمنية قصيرة لبناء النبضة [17,20] . ويعتبر الصباغ Rhodamine 6G ، من أكثر المواد الصباغية المتكرر استخدامها في الليزرات المتهيجة بمصابيح وميضية . حيث يجوز لهذا الصباغ ان يذاب في الماء او في الكحول المثيلي او الاثيلي ، او بصورة خيارية ، يمكن دمجه في بلاستك pdymethyl methacrylate . وتتراوح تراكيز هذه المادة في اي مذيب مابين 10^{-3} و M 10^{-4} . واما الطول الموجي للخارج الليزري فيتغير مابين 0.57 و $0.61\ \mu m$ ، لاعتماده على نوعية المذيب وعلى التركيز [21,22] . وعند تسخين المذيب النقي ، يُكبت quenched الخارج الليزري بزمن مقداره $0.3\ \mu sec$ تقريباً ، والسبب لذلك ، يرجع الى تجمع الجزيئات الصباغية في الحالات الثلاثية . وعندما نعمل على اشباع المحلول بالاوكسجين ، يقل مدى عمر الحالة الثلاثية من 10^{-3} الى sec 10^{-7} . ومع هذا التغيير العنيف في مدى العمر ، نتوقع الحصول على تذبذبات ليزرية يكون أمد بقائها طويلاً نسبياً . وفعلاً ، تم مشاهدة نبضات ليزرية أمدها يتراوح مابين 50 الى $100\ \mu sec$ خلال الفترة الزمنية المسطحة flat period لنبضة الاثارة . واخيراً ، إنكبتت هذه التذبذبات الليزرية ، ليس

بسبب تجمع الجزيئات في المستويات الثلاثية ، بل بسبب غير التماثل البصري الحاصل بواسطة التسخين والاثارة غير المتجانسة للمحلول [23,24] .

وتبشرنا الليزرات الصباغية بالحصول على مصادر ضوئية متلاحمة ، يسهل ضبطها ببساطة على مدى انطقة معتبرة من الطيف المرئي. وان احدى الطرق المستخدمة في االتوليف tuning ، هي تلك التي تعتمد على التغيير في الطول الموجي كدالة للتركيز . ولكيما نستخدم طريقة التوليف بواسطة التركيز ، يكون ليس من الضروري فعلاً تغيير تركيز المحلول الصباغي ، لان بامكاننا الحصول على التأثير نفسه بواسطة تغيير نسبة الطول الفعال الى الطول الكلي للحافظة الصباغية [25] . وهناك طريقة بديعة اخرى للضبط ابتكراها الباحثان Soffer و Mc Far land [26] ، اعتمدت على تبديل احدى مرآيا ليزر rhodamine 6G المثارة بليزر اخرى ، بمحزز حيود diffraction grating . حيث تم تثبيت هذا المحزز في ترتيب لترو Littrow arragement وضبط بحيث ان الانعكاس من الدرجة الاولى للطول الموجي المرغوب ، ينعكس راجعاً حول نفسه الى الوراء على طول المحور الليزري . ولكن هذا الطول الموجي يعتمد على توجيه محزز الحيود ، وهكذا تنجز عملية التوليف بتدوير المحزز . وقد تبين بان مدى التوليف في ليزر rhodamine 6G ، يغطي المنطقة المحصورة مابين 5550 و 5950 °A . واما تبديل المحزز الانتقائي بمرآة عازلة عريضة النطاق الترددي فانه يؤدي الى تضييق مذهل لطيف الخارج الليزري . وقد شاهد الباحثان Soffer و McFarland ، تغييراً في الاتساع الطيفي من 60 الى 0.6 °A . وهذا الشحذ sharpening في الخارج الليزري ضمن المجال الترددي هو أكثر مما يعادل خسارة 40% من الطاقة الخارجة الكلية التي تحدث كنتيجة لادخال المحزز في الجهاز .

وهناك عدد من الطرق الماهرة الاخرى المتوفرة لضبط الليزرات الصباغية . وهذه الطرق بالاضافة الى تقنيات مهمة اخرى تخص الليزرات الصباغية ، يمكن ايجادها موصوفة ببعض التفصيل في المقالة الاستعراضية الممتازة للباحث Snavely [23] ، التي تحوي العديد من المراجع المختصة بمجال الليزر الصباغية والمنشورة في عامي 1967 و 1968 .

References المراجع

1. A. Lempicki and H. Samelson, Organic laser systems, *Lasers*, A. K. Levine, Ed., Dekker, New York, 1966, pp. 181–252.
2. A. Lempicki and H. Samelson, Liquid lasers, *Scientific American*, **216**(6), 81–90 (1967).
3. V. A. Voloshin, A. G. Goryushko, and V. A. Kulchitskii, Spectral study of polymethylmethacrylate activated by europium benzoylacetonate, *Opt. Spectry.* (U.S.S.R.), **15**, 154–155 (1963); **15**, 286–287 (1963).
4. H. Winston, O. J. Marsh, C. K. Suzuki, and C. L. Telk, Fluorescence of europium thenoyltrifluoroacetonate. Evaluation of laser threshold parameters, *J. Chem. Phys.*, **39**, 267–271 (1963).
5. H. Lyons and M. L. Bhaumik, Rare-earth chelates and the molecular approach to lasers, *Quantum Electronics III*, Columbia University Press, New York, 1964, pp. 699–708.
6. N. E. Wolff and R. J. Pressley, Optical maser action in an Eu^{3+}-containing organic matrix, *Appl. Phys. Letters*, **2**, 152–154 (1963).
7. A. Lempicki and H. Samelson, Optical maser action in europium benzoylacetonate, *Phys. Letters*, **4**, 133–135 (1963).
8. A. Lempicki and H. Samelson, Stimulated processes in organic compounds, *Appl. Phys. Letters*, **2**, 159–161 (1963).
9. H. Samelson, A. Lempicki, C. Brecher, and V. Brophy, Room-temperature operation of a europium chelate liquid laser, *Appl. Phys. Letters*, **5**, 173–174 (1964).
10. E. J. Schimitschek, J. A. Trias, and R. B. Nehrick, Stimulated emission in a europium chelate solution at room temperature, *J. Appl. Phys.*, **36**, 867–868 (1965).
11. C. Brecher, A. Lempicki, and H. Samelson, Evidence for eightfold co-ordination in europium chelates, *J. Chem. Phys.*, **41**, 279–280 (1964).
12. H. Samelson et al., Laser phenomena in europium chelates, I, *J. Chem. Phys.*, **40**, 2547–2553; *II*, **40**, 2553–2558; *III*, **42**, 1081–1096 (1965).
13. A. Heller, A high-gain, room-temperature liquid laser: trivalent neodymium in selenium oxychloride, *Appl. Phys. Letters*, **9**, 106–108 (1966).
14. A. Lempicki and A. Heller, Characteristics of the Nd^{3+}:$SeOCl_2$ laser, *Appl. Phys. Letters*, **9**, 108–110 (1966).
15. G. Herzberg, *Molecular Spectra and Molecular Structure*, Vol. 1, Van Nostrand, New York, 1950.
16. P. P. Sorokin and J. R. Lankard, Stimulated emission from an organic dye, chloro-aluminum phthalocyanine, *IBM J. Res. Dev.*, **10**, 162–163 (1966).
17. P. P. Sorokin, J. R. Lankard, E. C. Hammond, and V. L. Moruzzi, Laser-pumped stimulated emission from organic dyes. Experimental studies and analytical comparisons, *IBM J. Res. Dev.*, **11**, 130–148 (1967).
18. Y. Miyazoe and M. Maeda, Stimulated emission from 19 polymethine dyes—Laser action over the continuous range 710–1060 mμ, *Appl. Phys. Letters*, **12**, 206–208 (1968).
19. B. B. McFarland, Laser second-harmonic-induced stimulated emission of organic dyes, *Appl. Phys. Letters*, **10**, 208–209 (1967).
20. B. B. Snavely, O. G. Peterson, and R. F. Reithel, Blue laser emission from a flashlamp-excited organic dye solution, *Appl. Phys. Letters*, **11**, 275–276 (1967).
21. P. P. Sorokin, J. R. Lankard, V. L. Moruzzi, and E. C. Hammond, Flashlamp-pumped organic dye lasers, *J. Chem. Phys.*, **48**, 4726–4741 (1968).

22. O. G. Peterson and B. B. Snavely, Stimulated emission from flashlamp-excited organic dyes in polymethyl methacrylate, *Appl. Phys. Letters*, **12,** 238–240 (1968).
23. B. B. Snavely, Flashlamp-excited organic dye lasers, *Proc. IEEE*, **57,** 1374–1390 (1969).
24. B. B. Snavely and F. P. Schäfer, Feasibility of cw operation of dye lasers, *Physics Letters,* **28A,** 728–729 (1969).
25. G. I. Farmer, B. G. Huth, L. M. Taylor, and M. R. Kagan, Concentration and dye length dependence of organic dye laser spectra, *Appl. Opt.,* **8,** 363–366 (1969).
26. B. H. Soffer and B. B. McFarland, Continuously tunable, narrow-band organic dye lasers, *Appl. Phys. Letters,* **10,** 266–267 (1967).

٩

الليزرات الغازية

Gas lasers

في الغازات ، كما هو الحال في المواد الاخرى ، يحدث التكبير للاشعة فقط في حالة تحقق الشرط الذي كثيراً مانسميه بالشعبية المعكوسة ، او بدرجة الحرارة السالبة ، او بالامتصاص السالب . وهو شرط غير متوازن ، فهو يتميز بتوزيع للانظمة الذرية يكون بشكل ، بحيث ان لبعض الازواج من مستويات الطاقة الساكنة ، يتواجد عدد اكبر من الذرات في حالة الطاقة العليا مما هو عليه في حالة الطاقة الدنيا . والمستلزمات العامة الضرورية لتحقيق هذا الشرط ، المسمى بالشعبية المعكوسة ، قد تمت مناقشتها سابقاً في الفصل الثالث . والان يجب لهذه المناقشة ان تمتد لتشمل وجهات خاصة محددة من علم الطيف والتي هي وثيقة الصلة بالليزرات الغازية فقط ، حيث لم نشملها في مناقشتنا العامة الاولى . وسوف يكون من الضروري معالجة الخواص المطيافية للجزيئات ، ومعالجة عملية الاثارة الخاصة بالغازات واعني ، الاثارة عن طريق التصادمات collisions .

وبالاضافة للمادة المطيافية ، علينا اعادة فحص بعض العوامل المتعلقة بشكل وحجم الليزر التي نحن بصددها الآن . وقد ادخلت هذه العوامل في الفصل الثالث تحت العناوين مثل ، شرط العتبة والتركيب الصَّيغي mode structure ، الا ان المناقشة انذاك كانت عامة او ربما وجهت بعض الشيء باتجاه مستلزمات الليزرات الصلبة . وفي هذا الفصل سنضيف الى محتويات الفصل الثالث ، مادة يمكن تطبيقها بصورة خاصة على الليزرات الغازية .
وبعد اكتمال هذه المواضيع العامة ، سنأتي الى الاخذ بنظر الاعتبار ، وصف الليزرات الغازية الخاصة .

9.1 عمليات الاثارة في الغازات

Excitation processes in gases

مستويات طاقة الجزيئات .

تعتبر المسائل المطيافية لليزرات الغازية ، من بعض النواحي ، ابسط من المسائل المطيافية المتعلقة بالليزرات الصلبة والسائلة . فاذا كان الغاز متكوناً من ذرات حرة ، فأن هذه الذرات تتفاعل interact مع بعضها البعض ومع جدران الاناء لفترات زمنية قصيرة . وبناء على ذلك ، يمكن اعتبار مستويات الطاقة ذات الصلة بالموضوع ، هي مستويات طاقة الذرة الحرة نفسها في غياب المجالات الخارجية المؤثرة . وتحت هذه الظروف ، لايمكن تحليل المستويات المضاعفة multiple ، وتكون الخطوط الطيفية بصورة عامة حادة ، ويصح تطبيق القوانين الانتقائية لاشعة ثنائي القطب الكهربائي . وعند الضغوط المستخدمة في الليزرات الغازية ، يجري تحديد اتساع الخط الطيفي في اغلب الاحيان عن طريق ظاهرة دوپلر . واما التبادلات في الطاقة غير الاشعاعية والتي كثيراً مايتكرر حدوثها في المواد الصلبة والسائلة ، فقد تم حصرها في حالة الغازات ، في تحويلات الطاقة التي تصاحب عملية التصادم .

واما الانطقة الامتصاصية التي كانت ذا فائدة كبيرة في الانواع الاخرى من المواد الليزرية ، فهي مفقودة في الغازات الذرية . وان غياب هذه الانطقة الامتصاصية ، ابعد امكانية اثارة هذه الغازات بتشعيعها من مصدر ضوئي اعتيادي تتوزع طاقته على مدى منطقة عريضة من الطيف .

واذا ماشملنا الغازات الجزيئية وسط المواد الليزرية ، فعند ذلك ، نحتاج الى اعتبار بعض قوانين المطيافية الجزيئية molecular spectroscopy . وكما هو الحال مع الذرات ، نصادف ايضاً في الجزيئات ، متوالية من مستويات الطاقة المتقطعة ، الا ان تركيب مستويات الطاقة في الجزيئات ، يكون اكثر تعقيداً ، والسبب لأنه يتكون من تراكب مستويات الكترونية واهتزازية ودورانية .

وتكون المستويات الالكترونية مشابهة لتلك التي واجهتنا في الذرات الحرة ، فهي تقترن بمدارات الالكترونات واتجاهات اللف الذاتي spin orientations . وتكون درجة العظم لهذه المستويات متساوية في الجزيئات وفي الذرات الحرة . وتكون فروق الطاقة بين ادنى المستويات الالكترونية هي بحدود 1 الى 5eV ؛

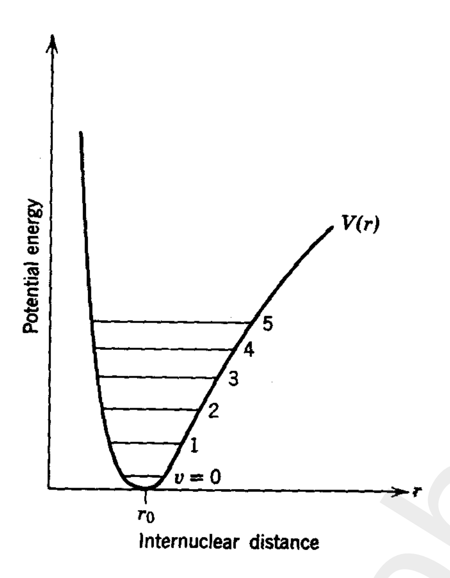
وعندئذ ستكون الارقام الموجية المقترنة هي مابين 8000 الى $40,000\ cm^{-1}$. وبناء على ذلك ، ستكون مميزات الانتقالات الناتجة مابين المستويات الالكترونية الدنيا ، هي اشعة منبعثة (او ممتصة) في ـ او بقرب المدى المرئي.

واما المستويات الاهتزازية فهي التالية في التسلسل . فالاهتزازات هي عبارة عن تغيرات دورية للمسافات مابين النوى الذرية . وفي ابسط اشكال الجزيئات ثنائية الذرة ، سيتواجد فقط درجة واحدة من الحرية تساهم في الحركة الاهتزازية : واعني المسافة الفاصلة بين النواتين . وتعمل قوى التنافر الكهروستاتيكي بين النوى وقوى الربط الناتجة من المشاركة بالالكترونات ، على تحديد مسافة توازن معينة ، تميل النوى على البقاء ضمنها . ولو قمنا برسم الطاقة الكامنة للجزيئة كدالة للمسافة البينية بين النوى ، لحصلنا على منحنٍ من النوع المبين في الشكل 9.1 . ويمكن ان نتوقع حدوث الاهتزازات التوافقية عندما يتم تمثيل منحني الطاقة الكامنة في جوار التوازن r_0 ، بقطع مكافيء وبصورة تقريبية . وعندئذ ، ستحقق مستويات طاقة المتذبذب التوافقي المحسوبة اعتماداً على ميكانيك الكم ، العلاقة

$$E_v = h\nu_0(v + \tfrac{1}{2}), \quad v = 0, 1, 2, \ldots \qquad (1.1)$$

وهنا ν_0 هي تردد المتذبذب التقليدي ، والعدد الصحيح v هو الرقم الكمي الاهتزازي . ويؤكد القانون الانتقائي الذي يلائم الانتقالات الاشعاعية فيما بين مستويات المتذبذب التوافقي ، فقط بحدوث الانتقالات فيما بين المستويات المتجاورة ($\Delta v = \pm 1$). وبما ان المستويات المتجاورة للمتذبذب التوافقي ، تختلف بالطاقة بمقدار $h\nu$ ، فتوقعات ميكانيك الكم تنص بأن مثل هذا المتذبذب سيبعث او يمتص اشعة ذات تردد نوعي هو ν_0 ، واعني التردد التقليدي للمتذبذب .

واذا مااستمررنا بمد الطاقة الكامنة حول الموضع r_0 ليشتمل على درجات اعلى من الحدود ، فان الاهتزاز المحسوب سوف لن يبقى كحركة توافقية بسيطة ، بل سيحيد مخطط مستويات طاقة هذا المتذبذب غير التوافقي عن المسافات البسيطة المتساوية البعد والمتمثلة بالعلاقة (1.1) . وبالحقيقة ، فان الانكماش البطيء في الحيز مابين مستويات الطاقة والمبين في الشكل 9.1 ، كان متعمَّداً لتوضيح ماتؤول اليه الطبيعه اللاتوافقية للاهتزازات الجزيئية . ولذلك ، سيحوي الان ، الطيف الانبعاثي والامتصاصي ليس فقط على خط اهتزازي واحد ، بل على العديد ، يرافقه زحف منظم في التردد عند المرور من القيم الدنيا باتجاه القيم العليا للمقدار



شكل 9.1 الطاقة الكامنة لجزيئة ثنائية الذرة كدالة للمسافة بين النواتين . وترمز الخطوط الافقية الى مستويات الطاقة الاهتزازية .

v . ويمكننا اعتبار جزيئة HCl ، لايضاح مقادير الكميات المتضمنة . في هذه الجزيئة ، يكون الفرق بالطاقة بين ادنى مستويين اهتزازيين ($v = 0$)و ($v = 1$) ، حوالي $2900\ cm^{-1}$. وعند المرور باتجاه القيم الاعلى للمقدار v ، يقل الفرق بحوالي $100\ cm^{-1}$ لكل مرحلة . وفي اغلب الجزيئات ثنائية الذرة ، يكون مقدار الفرق بين ادنى المستويات الاهتزازية محصوراً مابين 1000 و $3000\ cm^{-1}$ [1] .

وتمتلك الجزيئة متعددة الذرات polyatomic molecule ، العديد من درجات الحرية الاهتزازية ، وتقترن كل درجة من الحرية مع احداثي عياري منفرد . والمناقشة السابقة ، يجوز تطبيقها على كل احداثي من هذه الاحداثيات العيارية ؛ حيث نحصل بتقريب تجريبي على تردد منفرد ، وبفحص ادق ، نحصل على المتوالية الكلية للترددات الاهتزازية .

وتمتلك الجزيئات طاقة اضافية اخرى بفضل دورانها . ولغرض اجراء الحسابات الاولية لهذه الطاقة ، نعتبر الجزيئة ثنائية الذرة ، على انها جسم صلد ذو كرتين ، واعني انه يتكون من كتلتين نقطيتين موضوعتين على بعد ثابت . فعندئذ ، ستكون اهم المميزات الاساسية لهذا النموذج ، هو عزم القصور الذاتي I

حول محور يمر من مركز الكتلة ويتجه باتجاه عمودي على الخط الواصل بين النواتين . وفي مثل هذا التركيب . تعطى الطاقة الدورانية في الميكانيك التقليدي ، بالعلاقة $E = \frac{1}{2}P^2/I$ ، حيث $P = I\omega$ هو الزخم الزاوي . واما في الميكانيك الكمي فقد تبين بان قيم الطاقة التي يقدَّر لها ان تكون ساكنة ، هي فقط التي تحقق العلاقة

$$E = \frac{h^2}{8\pi^2 I} J(J+1), \qquad (1.2)$$

عندما يتحرك الرقم الكمي الدوراني J لاعداد صحيحة فقط ؛ واعني ، J = 0,1,2, . وهكذا سيمتلك الدوار rotator ، متوالية من مستويات الطاقة المتقطعة ، والتي تزداد طاقتها كدالة رباعية في J . ويُلزم القانون الانتقائي بحدوث الانتقالات فقط مابين المستويات الدورانية المتجاورة ؛ واعني ، $\Delta J = \pm 1$. وآنئذ ، وعندما يبعث الدوار كماً واحداً من الاشعة في حالة تغيير حالته من المستوى $J = J' + 1$ الى $J = J'$، سيكون تردد الاشعة المنبعثة هو

$$\nu = \frac{h}{8\pi^2 I}[(J'+1)(J'+2) - J'(J'+1)] = \frac{h}{4\pi^2 I}(J'+1). \qquad (1.3)$$

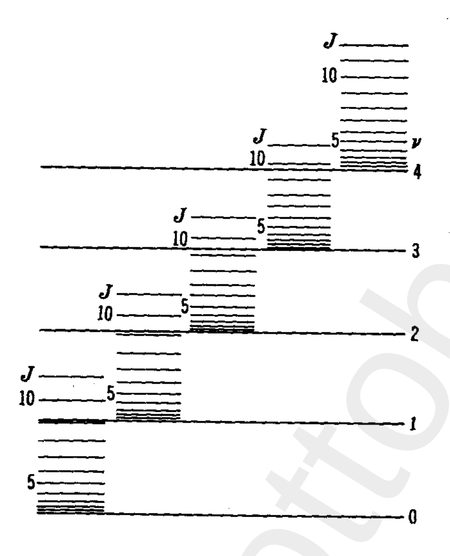
وعندئذ نفهم بأن الطيف الكلي للدوار الصلد ، يتكون من خطوط تفصلها مسافات متساوية .*

وان ترددات هذه الخطوط الدورانية تكون عادة ، وعلى اقل احتمال ، درجة عظم واحدة اقل من اول تردد اهتزازي . ويؤدي جمع الطاقات الاهتزازية والدورانية الى امكانية رسم تخطيطي جزئي لمستويات طاقة الجزيئة ، كالمبين في الشكل 9.2 . حيث تعود كل المستويات المبينة الى التوزيع الالكتروني نفسه للجزيئة الافتراضية hypothetical molecule .

ويجب ان نؤكد بأن نموذج الدوار الصلد ، هو تقريب تجريبي . لان الحركات الاهتزازية والدورانية تتفاعل مع بعضها البعض . وبالاضافة لذلك ، يؤدي وجود

* ينطبق هذا فقط عندما لاتتغير الطاقة الاهتزازية للجزيئة . والا ، سيكون الانتقال $\Delta J = 0$ مسموحاً به ايضاً . وسيكون هناك الكثير من المعلومات حول الانتقالات الاهتزازية - الدورانية ، في المقطع 9.13 .

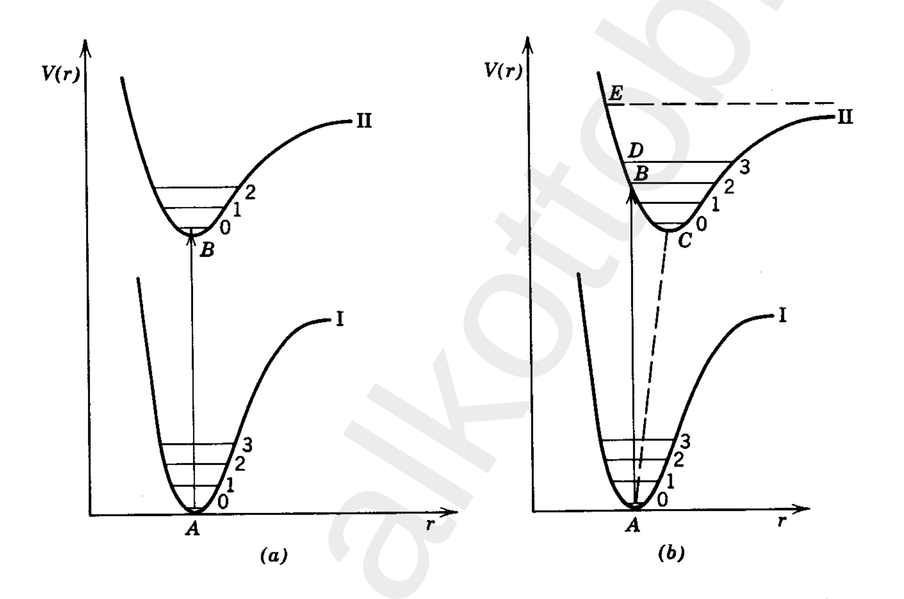
الحركات الاهتزازية الى تغيير عزم القصور الذاتي ، ويؤدي وجود الحركات الدورانية الى ادخال القوى اللامركزية والتي تؤدي بدورها الى حدوث محصلة ازاحة في معدل المسافة البينية بين النوى . فلذلك يجب في الحسابات الاكثر دقة ، أخذ كل هذه الافعال المتبادلة بنظر الاعتبار [1] .



شكل 9.2 المستويات الاهتزازية والدورانية لجزيئة افتراضية

ويقتضي حدوث اي انتقال عام في الجزيئة ، الى تغيير كل الارقام الكمية الالكترونية والاهتزازية والدورانية . وتأتي اكبر مساهمة في تغيير الطاقة ، من التغيير في التوزيع الالكتروني للجزيئة . اما التغيير في الطاقة الاهتزازية فتكون مساهمته اقل ، والأقل من هذا هي مساهمة الجزء الدوراني . وفي هذا الوقت ، سنترك مساهمة تغيرات الطاقة الدورانية خارج اعتباراتنا ، ونأتي الى فحص وتحليل العلاقات المتبادلة بصورة اكثر تفصيلاً للتغيرات في التوزيع الالكتروني والطاقة الاهتزازية . لننظر الان الى منحني الطاقة الكامنة في الشكل 9.1 . لقد رسم هذا المنحني لتوزيع الكتروني معيّن . ويمكننا الحصول على منحن مختلف فيما اذا تغير هذا التوزيع . والاختلاف سوف لايكون فقط في اشكال المنحنيات ، ولكن المسافات البينية للنوى ، والتي تعود الى القيمة الدنيا لهذه الطاقة ، ستكون بصورة عامة مختلفة لكل منحن من المنحنيات . ويوضح الشكل 9.3a الوضع عندما تكون مسافة التوازن البينية للنوى هي نفسها للتوزيعين الالكترونيين I و II ، بينما يوضح الشكل 9.3b ، الحالة عندما تكون هذه المسافات التوازنية مختلفة .

وعندما يأخذ الانتقال محله من توزيع الكتروني الى آخر، فان القوانين الانتقائية للانتقالات الاهتزازية النقية لاتنطبق. والسؤال هنا : كيف اذن ترتبط الانتقالات الالكترونية والاهتزازية بعلاقات متبادلة؟ من المعروف تجريبياً من قياسات الشدة الطيفية، بأن هناك إنتقالات اهتزازية معينة ستكون مفضلة. مع العلم انه بالامكان شرح توزيعات الشدة الملحوظة على قواعد مبدأ فرانك ـ كوندن Frank-Condon Principle . حيث ان اساس هذا المبدأ، هي المشاهدة التالية : تحدث عملية قفز الالكترون في الجزيئة بصورة جداً سريعة مقارنة بالحركة الاهتزازية، وهذا يعني، بان النوى بعد عملية القفز، ستمتلك تقريباً نفس الموضع والسرعة النسبية التي كانت تمتلكها قبل عملية القفز.



شكل 9.3 رسم تخطيطي يوضح مبدأ فرانك ـ كوندن : (a) إحراز القيم الدنيا للطاقة الكامنة عند نفس المسافة البينية للنوى؛ (b) احراز القيم الدنيا للطاقة الكامنة لمسافات بينية مختلفة.

ولنحاول الان تطبيق هذا المبدأ، ونكتشف ماذا يحدث لجزيئة موجودة اصلاً في الحالة الاهتزازية $v = 0$ وفي اوطأ توزيع الكتروني، عندما تمتص اشعة لها القابلية على رفع الجزيئة الى واحد من المستويات الاهتزازية الدنيا للتوزيع الالكتروني الاعلى. فعندما يكون الوضع بهذا الشكل وكما مبين في الشكل 9.3a ، تكون الجزيئة قريبة جداً من القيمة الدنيا لمنحني الجهد I . وليس بمقدورها الوصول الى المستويات الاهتزازية $v' = 2$ او $v' = 3$ ، من دون حدوث تغيير مهم ،

اما في مسافتها البينية بين النوى او بالسرعة التي تتحرك بها النوى ، الواحدة باتجاه الاخرى . وفقط بالنسبة للانتقال $v = 0 \leftarrow v' = 0$ ، فانه يحتاج الى تغيير صغير في الموضع والزخم لكيما يتحقق هذا الانتقال . وسيكون هذا الانتقال هو الاكثر مرغوباً . اما بالنسبة للمستوى $v' = 1$ ، فسيكون التغيير الضروري في الموضع والزخم اكبر ، الا انه اقل مما نحتاج للانتقال $v' = 2$. وبناء عليه ، ستكون شدة الانتقال 0-0 هي الاضخم ، تتبعها شدة الانتقال 0-1 ، وهكذا الى آخره .

وفي الشكل 9.3b ، تقع القيمة الدنيا C لمنحني الجهد العلوي الى يمين القيمة الدنيا A للمنحني السفلي . ولذلك ، سوف لايبقى الانتقال من A ⟵ C ، هو الانتقال الاكثر احتمالاً ، ومذ هذا الحين ، يجب على المسافة البينية للنوى ان تقوم بتغيير ذلك الانتقال . والان سيكون الانتقال ذات الاحتمالية الاكبر ، هو ذلك الذي يحدث من A ⟵ B ؛ واعني ، الانتقال 0-2 . حيث لايوجد لهذا الانتقال اي تغيير ، لا في المسافة البينية للنوى ولا في السرعة . واما الانتقال من النوع 0-3 الى النقطة D ، فيشمل تغييراً في السرعة البينية للنوى internuclear velocity . وبناء عليه ، وتحت الظروف الموصوفة آنفاً ، ستكون شدة الانتقال 0-2 هي الاضخم ، تليها شدة الانتقال 0-3 ومن ثم الانتقال 0-1 .

وان مبدأ فرانك ـ كوندن ، يمكن تطبيقه حتى عندما تُثار الجزيئة عن طريق التصادم الالكتروني بدل امتصاص كم من الضوء . وان السبب في سريان مفعول هذا المبدأ ، يعود الى كون الالكترون يحمل زخماً صغيراً جداً ، وليس باستطاعته تغيير زخوم النوى بمقدار يمكن ادراكه .

وعندما يتغير التوزيع الالكتروني للجزيئة بامتصاص طاقة من مصدر خارجي ، عندئذ يمكن للجزيئة أن تتفكك بطرق مختلفة . اولاً ، يمكن ان يحدث ، حتى ولو امتلك التوزيع الالكتروني الشكل العام للمنحني II في الشكل 9.3b ، بأن تصل الجزيئة الى نقطة بعيدة جداً فوق B ، واعني ان طاقتها الكلية لاتناظر طاقة مدار مغلق . ويوضح الخط المنقط الافقي والمنتهي عند E ، مثل هذا المدار بنقطة انقلاب turning point واحدة فقط . واما الخيار الثاني ، فأهميته متساوية . وان عدد قليل نسبياً من التوزيعات الالكترونية للجزيئة هي توزيعات مترابطة bonding configurations ، حيث تعمل على اظهار طاقة كامنة دنيا عند بعض المسافات البينية للنوى . اما في التوزيعات غير المترابطة nonbonding ، فان الطاقة الكامنة تقل بصورة منتظمة مع زيادة البعد بين النوى . ولو ان الفعل

المتبادل مع المصدر الخارجي ، جلب الجزيئة الى داخل مثل هذا التوزيع ، فعندئذ ستطير اجزاء الجزيئة بعيداً الواحدة عن الاخرى ، لوجود قوى تنافر فيا بينهم .

وعندما تتفكك الجزيئة ، فان شظاياها يمكن ان تنتهي بحالاتها الارضية (الهمود) ، ولكن هذه الحالة هي ليست متكررة الحدوث . حيث بامكان التفكك ان يجري من خلال التوزيعات الجزيئية التي تؤدي اخيراً الى شظايا متهيجة . وهكذا ، وتحت ظروف معينة ، سيكون التفكك بمثابة مصدر إثارة . وبالاسلوب نفسه ، يمكن للالتئام الكيمياوي ان يؤدي الى تكوين جزيئة في احدى حالاتها المتهيجة .

التصادم الالكتروني في انابيب التفريغ الغازية :

استناداً الى وجهة نظر علم الطيف ، تعرَّف عمليات التبادل بالطاقة التي يمكن مشاهدتها بصورة مباشرة ، بانها تلك العمليات التي يكون فيها تغيير طاقة الانظمة الذرية ، مصحوباً بانبعاث او امتصاص اشعة كهرومغناطيسية . كما ويمكن تطبيق القوانين الانتقائية التي عرفناها سابقاً ، على مثل هذه التغييرات الاشعاعية . ويمكن لعمليات تبادل طاقة من نوع آخر ان تحدث ايضاً في انابيب التفريغ الغازية . كمثل تصادم الجسيمات مع بعضها البعض ومع جدران انبوبة التفريغ .

وتُعد التصادمات بين الالكترونات السريعة والذرات والجزيئات ، هي المصادر الرئيسية للاثارة بالنسبة للمنظومة الذرية في داخل انبوبة التفريغ . وغالباً ماتكون تغذية القدرة الكهربائية الى داخل انبوبة التفريغ بصيغة الشغل المبذول على الالكترونات من قبل المجال الكهربائي مابين الاقطاب . وبناء على ذلك . يحدث الكثير من التصادمات المرنة مابين الالكترونات السريعة الحركة والذرات والجزيئات لانبوبة التفريغ . والتأثير الرئيسي لهذه التصادمات المرنة ، هو بعثرة randomize اتجاه حركة الالكترونات . وبسبب غير التكافؤ الواسع في كتل كل من الالكترونات والذرات ، يحدث انتقال قليل نسبياً بالطاقة الحركية فيا بينهم خلال هذه التصادمات المرنة .

وفي التصادمات غير المرنة ، يمكن ان تخسر الالكترونات مقادير مهمة من طاقتها الحركية خلال عملية التصادم مع الذرات . وفي مثل هذه التصادمات ،

يحدث تبديل بالطاقة الحركية حيث تتبدل الى طاقة ذرية مخزونة ، ولكن بامكان هذا التحويل ان يأخذ محله فقط اذا كانت كميات التحويل في الطاقة الحركية ملائمة مع قابلية الذرة (او الجزيئة) على قبوله وذلك بتغيير حالتها من الحالة الاولية الى حالة مستقرة اخرى . وهكذا ، ولكيما يكون حدوث تصادم غير مرن من هذا النوع ، ممكناً ، يكون من الضروري على الالكترون المرتطم ان يمتلك طاقة حركية تكون كافية لرفع الطاقة الداخلية للذرة الى المستوى المتوفر التالي . ويدعى مثل هذا التصادم غير المرن ، والذي تكتسب فيه الذرة طاقة داخلية ، بالتصادم من النوع الاول . وبامكان التصادمات غير المرنة ان تحدث ايضاً بين الذرات والالكترونات بطريقة اخرى تكون النتيجة فيها ، ان الذرة المتهيجة اولاً ، تمنح طاقتها الداخلية ، حيث تتحول بعد ذلك الى طاقة حركية ، يكتسب الالكترون معظمها . وطبيعياً ، يتم تحديد كمية الطاقة الداخلية التي بوسع الذرة ان تمنحها ، بالحالات المستقرة المتوفرة للذرة ، لانه يجب على الذرة ان تنتهي في احدى هذه الحالات بعد عملية التصادم . ويدعى التصادم غير المرن من النوع الذي تعطي فيه الذرة بعضاً من طاقتها بالتصادم من النوع الثاني .

وان التصادمات من النوع الاول والتي تحدث فعلاً ، قد تم توضيحها بصورة كافية عن طريق الممارسة . واما التصادمات من النوع الثاني والتي يجب ايضاً ان تحدث ، فيمكن استنتاجها من الجدال الذي يدور حول امكانية إقامة توازن حراري - حركي في منظومة تتكون من بلازما plasma معزولة تماماً ، تحوي الكترونات وذرات . وفعلاً ، وعند استخدام الجدال الحراري - الحركي ، يكون بالامكان اشتقاق علاقة متبادلة بين المعدل الزمني للانتقال غير المرن θ_{nm} اللازم لمرور المنظومة الذرية من الحالة n والى الحالة m ، والمعدل الزمني للانتقال θ_{mn} ، الذي يمكن تطبيقه للعملية المعكوسة ، على فرض ان كلا المعدّلين الزمنيين ، محسوبان لتصادمات في غاز الكتروني متوازن حرارياً عند درجة حرارة معلومة .

ويمكن قياس فعالية عملية التصادم في انجاز تغيير فيزيائي ، بوساطة بارامتر يدعى بالمقطع العرضي للتصادم collision cross section . وينبثق هذا المصطلح من نظرية التصادم بين كرات صلدة . فعندما تتصادم كرات صلدة ، انصاف اقطارها r_1 و r_2 ، فانهم يقتربون نحو بعضها البعض حتى يصبح البعد بين مركزيها مساوياً $a=r_1+r_2$. وعند هذه المسافة ، تدخل قوى كبيرة في العملية ، فيقال بأن التصادم قد حدث . وفي حساب عدد اللقاءات الصدامية فيما بين الجسيمات المنتشرة عشوائياً ، يسمح بتبديل المسألة الاصلية بواحدة تتضمن جسيمات نصف قطرها a مع جسيمات نقطية ، وذلك لان التصادم يحدث عندما تصبح النقطة التي تمثل الجسيمة

الثانية ضمن المسافة $a = r_1 + r_2$ مقاسة من مركز الجسيمة الاولى. ولنفترض الان حجم V من الحيز، يحوي كرات صلدة صغيرة نصف قطرها a ومنتشرة باسلوب عشوائي وكثافتها N، وهذه الكثافة ليست كبيرة، لذلك فالحجم الكلي من الحيز الذي تحتله الكرات يكون صغيراً مقارنة بالحجم V . فلو اطلقت الان حزمة من الجسيمات النقطية من خلال منطقة معلومة، ومن ثم قمنا بازالة الجسيمات الصغيرة من الحزمة كلما ضربت كرة من الكرات، فستكون نسبة الجسيمات المزالة من الحزمة على مدى مسافة مقدارها dx هي $Na^2\pi\ dx$ ، والسبب لان كل وحدة واحدة من المقطع العرضي للحزمة تواجه عدد N dx من الجسيمات في الحجم الذي تجتاز خلاله، وبالاضافة لذلك، تعرض كل كرة من الكرات مساحة مقدارها $a^2\pi$. وبعد ذلك تضمحل الحزمة حسب العلاقة $I = I_0 \exp(-Na^2\pi x)$. واما في عملية التصادم التي لايمكن فيها تطبيق تقريب الكرة الصلدة، فاننا مانزال نتوقع بأن عدد الجسيمات غير المتأثرة، سيتغير مع المسافة كدالة للمقدار $\exp(-N\sigma x)$. وهنا الكمية δ لها نفس ابعاد المساحة وتدعى بالمقطع العرضي التصادمي للمجابهة. وان هذا المبدأ ليس محصوراً في التصادمات مابين الالكترونات والذرات، فهو كثيراً مايستخدم مرتبطاً مع التصادمات التي تشتمل على الالكترونات والذرات والجزيئات بجميع تركيباتها ومجاميعها.

واذا حصل ان ذرتين نصف قطر كل منهما $1\ \text{Å}$ ، اصطدمتا ككرات صلدة، فان المقطع العرضي لهذه العملية سيكون $4\pi(\text{Å})^2$ ، او بصورة تقريبية $12.6 \times 10^{-16}\,cm^2$. ويقوم هذا العدد مقام العلاقة الدليلية للتوجيه المتعلق بدرجة عظم المقاطع العرضية الصدامية.

وكما هو الحال في الانتقالات الذرية المصحوبة بأشعة كهرومغناطيسية، فانه ليس كل الانتقالات الممكنة بين مستويات الطاقة الذرية، تكون محتملة الحدوث بصورة متساوية في حادثة الصدام الالكتروني. لان نسب احتماليات حدوث هذه الانتقالات هي نسب المقاطع العرضية، لان كل مقطع عرضي يعود الى انتقال خاص به. وبالحقيقة، ان كل المعلومات الاساسية والضرورية للتنبوء بالاحتماليات والمعدلات الزمنية للعمليات، موجودة في هذه المقاطع العرضية. ومبدئياً، يوجد طرق في الميكانيك الكمي، يمكن بوساطتها حساب المقاطع العرضية للاثارة ولمختلف الانتقالات الذرية خلال عملية تصادم الكترونات ذات طاقة حركية معلومة. وتحتاج هذه الحسابات الى استخدام بعض التقريبات، وتؤدي في الواقع، الى قوانين انتقائية معقدة، يكون مدى مشروعيتها معتمداً على طاقة الالكترونات الصدامية وكذلك على الربط المتواجد فيما بين الكترونات الذرة [2]. وفي احسن

الاحوال ، تقوم هذه القوانين بعمل الدليل الذي يرشدنا الى اي من الانتقالات هو الملائم للظروف المعطاة . وعندما تزيد الطاقة الحركية للالكترون الصِدامي بصورة كبيرة عن فرق الطاقة فيما بين حالة الهمود للذرة والحالة المتميزة بالرقم الكمي n ، يكون بمقدورنا ان نبين ، اذا استخدمنا التقريب الاول ، بأن المقطع العرضي الصدامي للانتقال الغير المرن من الحالة o والى الحالة n ، يتناسب طردياً مع مربع عنصر المصفوفة μ المعرَّف في المقطع الخامس من الفصل الاول . وهكذا ، وتحت التقيدات المنصوصة اعلاه ، يتبين بان المقاطع العرضية الصِدامية غير المرنة ، تتبع القوانين الانتقائية التي يمكن تطبيقها لانتقالات ثنائي القطب الكهربائي. ونتمنى آنئذ ظهور فشل الاثارة بوساطة الصِدام الالكتروني عندما يكون الانتقال محرماً بالقوانين الانتقائية لثنائي القطب الكهربائي. ومع ذلك ، فهذا هو ليس الحال ، وذلك بسبب امكانية التطبيق المحدودة للتقريبات المستخدمة . واما في الحالات التي تكون فيها اِنتقالات ثنائي القطب الكهربائي محرمة ، يكون بالامكان للحد التال في حسابات الصدام الالكتروني من اعطاء احتمالية انتقال معتبرة . وهذا صحيح ، خاصة عندما يمتلك الالكترون المرتطم طاقة حركية مساوية تقريباً لطاقة العتبة الضرورية للاثارة [3] . وبسبب كون المقاطع العرضية للاثارة بالصدام الالكتروني ، لاتتناسب طردياً بصورة دقيقة مع الشدات المشتقة من نظرية اشعة ثنائي القطب الكهربائي ، يكون بالامكان اثارة الذرات بالارتطام الالكتروني الى حالات لاترتبط بصرياً مع حالة الهمود ؛ واعني ، الحالات التي لايمكن الرجوع منها بصورة مباشرة الى حالة الهمود بوساطة اشعة ثنائي القطب الكهربائي.

وتعتبر إثارة الجزيئات بالارتطام الالكتروني ، عملية معقدة جداً من وجهة نظر التحليل النظري الكمي . لان بامكان الجزيئة خزن طاقة بطرق مختلفة ، وان استجابة الجزيئة لالكترون يقترب ، تعتمد على تركيب الجزيئة الى درجة كبيرة . ولذلك ، تتغير شروط الاثارة بصورة كبيرة من جزيئة الى اخرى . وعلى الرغم من قدرة الجزيئات على تغيير طاقاتهم الاهتزازية والدورانية في طريقة الارتطام الالكتروني ، الا اننا نعلم بأن مثل هذه العمليات ، تمتلك مقاطع عرضية صغيرة نسبياً . ومن هنا ، وفي الليزرات الجزيئية ، كثيراً ماتحدث إثارة الجزيئة الى مستوى اهتزازي اعلى بطريقة غير مباشرة ، مثال ذلك ، بواسطة اثارة الجزيئة الى مستوى الكتروني اعلى يصحبه تغيير بالطاقة الاهتزازية ، ويحدث كنتيجة لمبدأ فرانك - كوندن . ولربما يلي التغيير الاول ، عمليات متعاقبة ، تجد نفسها الجزيئة في نهاية هذه العمليات ، في مستوى اهتزازي عالي ضمن حالة الهمود الالكترونية .

انتقال الاثارة الرنيني :

عندما تصطدم اثنتان من الذرات ، احداهما تكون بحالة متهيجة قبل التصادم ، فانه يتواجد احتمالية محددة لخسارة الذرة المتهيجة اصلاً ، طاقتها ، بينما تكتسب الذرة الاخرى طاقة داخلية . ويمكن مشاهدة هذه الظاهرة بسهولة عندما تعود الذرتان المتصادمتان الى نوعيات مختلفة . فلو رمزنا الى الذرات المتهيجة بعلامة النجمة ، لأمكننا كتابة عملية التصادم بالصيغة

$$A^* + B \rightarrow A + B^* \pm \Delta E. \qquad (1.4)$$

ويدل الحد ΔE ، على ان الطاقة الممنوحة من قبل الذرة A ، لاتحتاج ان تكون مساوية بالضبط للطاقة المعطاة للذرة B . ويظهر الفرق بالطاقة ، ΔE ، كربح او خسارة في الطاقة الحركية للحركات الانتقالية .

وتفرض نظرية انتقال الاثارة بوساطة التصادم ، التكوين الموقت « لجزيئة » تكون مكوناتها هي الذرات المتصادمة . كما وتبين هذه النظرية ، على ان في حال الرنين التام ، واعني عندما $\Delta E = 0$ ، يمكن الحصول على مقاطع عرضية انتقالية من النسق 10^{-13} cm^2 ، وهذه اكبر بدرجتين او ثلاث درجات عظم من المقاطع العرضية الطبيعية للذرات . واما اذا كانت $\Delta E \neq 0$ ، فعندئذ سيعتمد المقطع العرضي الانتقالي على هذا الفرق بالطاقة وكذلك سيعتمد على سرعة اقتراب الجسيمات . واما اذا حدثت التصادمات كنتيجة للحركات العشوائية في خليط غازي متوازن حرارياً ، فان المقطع العرضي يكون دالة لدرجة حرارة الغاز . وقد تم حساب مقاطع عرضية من النسق 10^{-16} cm^2 تقريباً لانتقال طاقة في تصادمات ذرة مع ذرة عندما كانت $\Delta E/kT \approx 1$. وهكذا كان بالامكان الحصول على مقاطع عرضية من النسق 10^{-16} cm^2 لفروق بالطاقة تتراوح من 0.025 والى 0.050 eV ، او 200 الى $400\ cm^{-1}$ ، في انابيب تفريغ واطئة الضغط استخدمت في اغلب الليزرات الغازية . وتقل المقاطع العرضيه للانتقالات بصورة سريعة مع زيادة ΔE [2, 3] . وبسبب الاعتماد الكبير لعملية الانتقال ، على التطابق القريب لفروق الطاقة near coincidence ، فقد دعيت بالانتقال الرنيني resonant transfer .

وقد عُرفت ظاهرة انتقال الاثارة عملياً ، من زمن بعيد [4] ، حيث كان البحث عن المواد الليزرية الغازية مركزاً بصورة كبيرة على المنظومات التي تستثمر امكانيات معلومة لانتقال الاثارة من ذرات شبه مستقرة لعنصر ما ، الى ذرات عنصر آخر . وتفضل الحالات الشبه مستقرة metastable ، لكونها تضمن لنا تجهيزاً كافياً من الذرات المانحة . وتُعد ليزرات الهيليوم ـ نيون ، التي تشتغل في المنطقة

المرئية وقرب منطقة تحت الحمراء ، من الامثلة الرئيسية على نجاح طريقة الاثارة بالانتقال الرنيني كواسطة لاثارة الليزرات .

ويمكن لأنتقال الاثارة الرنيني ان يحدث ايضاً في التصادم الجزيئي . وقد حدثت فعلاً هذه الظاهرة ، وكانت بتردد اكبر من الظواهر المناظرة والتي تتضمن ذرات فقط . ويمكن ايضاح مختلف الحوادث التي يمكن ان تحدث في المثال التالي الذي يتضمن تصادم ذرة متهيجة مثل A مع جزيئة ثنائية الذرة BC . وبامكان التفاعل ان يبدأ كالاتي

$$A^* + (BC) \to A + (BC)^* \pm \Delta E_1, \tag{1.5}$$

مما يدل على تكوين جزيئة متهيجة هي $(BC)^*$. وبامكان هذه الحالة الجزيئية ان لاتكون حالة مرتبطة . وان لم تكن ، فسوف تطير مكونات الجزيئة بعيداً عن بعضها البعض كالتفاعل التال

$$(BC)^* \to B^* + C^* \pm \Delta E_2. \tag{1.6}$$

وهنا يمكن للذرات B و C ، ان تنتهي او لاتنتهي في حالات متهيجة . وعملياً ، ليس بامكاننا عادة ، مشاهدة نواتج التفاعل الاول ، لذا سيظهر بان التصادم يتبع الصيغة

$$A^* + (BC) \to A + B^* + C^* \pm \Delta E. \tag{1.7}$$

وبالطبع ، ليس شرطاً اساسياً ان تكون A^* ، ذرة احادية متهيجة ، بل بمقدورها ان تكون جزيئة متهيجة ايضاً .

واما فيما يتعلق بالتصادمات التي تتضمن ارتطام جزيئات مع بعضها ، فان مستلزمات تطابق الطاقة ، واعني صغر ΔE ، هي ليست عسيرة المنال ، كما هي في تصادمات الذرات بالذرات . واما المقاطع العرضية للانتقال في التصادم الجزيئي فهي مماثلة لما هي عليه في التصادم الذري ، مع اختلاف اقل بكثير بالطاقة . ويوجد سببين لهذه اللدانة flexibility الكبرى لانتقال الطاقة على مدى فجوة اوسع . اولاً ، في الحالة الجزيئية ، يوجد حرية أكبر مفتوحة لكل جسيمة . كما يتواجد عادة ، عدد من الحالات الجزيئية التنافرية (غير مرتبطة) ، تختلف بالطاقة بمقدار بسيط ، وهي متوفرة في مدى طاقة معلوم . وبامكان العديد من هذه الحالات ان تؤدي الى نفس مستويات الجزيئة المتفككة . وهذه نفسها تجعل مستلزمات تطابق الطاقة اقل عسرة . وثانياً ، في حالة تواجد الجزيئة تكون فرصة عكس التفاعل مرة ثانية بعد انفصال الجسيمات المرتطمة ، اصغر بكثير مما هو عليه في حالة ذرتين متصادمتين والسبب في ذلك هو ان العدد الضخم من المسارات المتوفرة للجسيمات ، يقلل الاحتمالية بمرورهم مرة ثانية في نفس مسارهم الاصلي .

وتُعد عمَلية الاثارة التفكيكية الموصوفة مؤخراً في التفاعلات (1.6) و (1.7) ، اساس الفعالية الليزرية في ليزرات النيون - اوكسجين وليزرات الاركون - اوكسجين . كما وتُعد عملية انتقال الاثارة بين جزيئات المركبات المختلفة ، هي الآلية الاساسية في تشغيل ليزرات ثاني اوكسيد الكاربون ذات القدرة العالية .

الاثارة بوساطة التفاعل الكيماوي :

قد يؤدي التصادم بين الذرات والجزيئات الى تأثيرات غير انتقال طاقة الاثارة . وحتى لو لم تكن اي من الجسيمات المتصادمة متهيجة اصلاً ، فان التفاعل الكيماوي يمكن ان يحدث . ويمكن ان نمثل بصورة تخطيطية واحد من اشهر التفاعلات حدوثاً وهو كما يلي :

$$A + BC \rightarrow AB + C. \quad (1.8)$$

ويمكن ان تتحرر طاقة كيماوية في مثل هذا التفاعل ، وكنتيجة لهذا التحرر ، يكون بامكان الجزيئة الجديدة AB ، او الذرة المتحررة C ، او كلاهما ، ان ينتهيا في حالة الكترونية او اهتزازية متهيجة . وعندئذ ، سيكون هناك امكانية في استثمار هذا التفاعل الكيماوي لانتاج الشعبية المعكوسة في ذرة او جزيئة . وعلى المقياس الكيماوي ، يتطلب من ليزر تشتغل في المنطقة المرئية او قرب المنطقة التحت الحمراء ، الى امتلاك طاقة عالية جداً ، لانه يلزم مايقارب 2ev كطاقة دنيا لكم الشعاع الاحمر red quantum ، و 1eV يكافى 23kcal / mole . وعلينا ان نتذكر بأن الجزء الرئيسي من الطاقة الكيمياوية المتحررة ، لايحتمل ان تشترك في اثارة المستوى الذري المفضل . وهذا الوضع يلائم كثيراً منتصف منطقة الاشعة تحت الحمراء اي الاطوال الموجية مابعد 2μ m .

وكمثال على الاثارة الكيماوية ، نناقش التفاعل الكيماوي لتكوين جزيئة HC1 من H_2 و Cl_2 . ففي هذا المثال ، لاتتفاعل الجزيئات الكاملة مع بعضها البعض ، ولذلك يجب بدأ التفاعل بغاز الكلور الذري الذي يمكن انتاجه بسهولة وبالتركيز الضروري عن طريق تسليط ضوء على غاز الكلور ، فتتخذ السلسلة التالية من التفاعلات :

$$Cl_2 \rightarrow Cl + Cl, \quad (1.9)$$

$$Cl + H_2 \rightarrow HCl + H, \quad (1.10)$$

$$H + Cl_2 \rightarrow (HCl)^* + Cl. \quad (1.11)$$

وتدل النجمة في التفاعل (1.11) ، على تكوين HCl في مستوى اهتزازي متهيج له القابلية على انتاج اشعة مستحثة (انظر المقطع 9.14) . ويظهر من التفاعل الاخير ، اعادة انتاج ذرات الكلور ، ولهذا ، ماان تقدح العملية ، فانها ستستمر بدون توقف . وعلينا ان نذكر بأن حوالي 15% فقط من الطاقة الكيمياوية المتحررة ، تتحول الى اثارة اهتزازية مفيدة للجزيئة HCl .

التنافس بين عمليات انتقال الطاقة :

لقد اشرنا سابقاً ، الى وجود العديد من عمليات الاثارة والاهماد الفعالة في الغازات . وكل هذه العمليات تكون معرضة الى مبدأ التوازن التفصيلي ، الذي يربط احتمالية حدوث عملية ما باحتمالية حدوث معكوس العملية . ولنعد الان خزاناً واسعاً R من الجسيمات المتبادلة الافعال ولتكن في حالة توازن حراري مع بعضها البعض عند الدرجة الحرارية T ، ولنُعد ايضاً منظومة تجريبية E ، لها القابلية على التفاعل المتبادل مع جسيمات الخزان R باستخدام عمليات فيزياوية مختلفة . ويؤكد مبدأ التوازن التفصيلي principle of detailed balance ، بأن كل عملية من العمليات التي تجري بصورة منفصلة ، ستنتج في آخر الامر نفس التوزيع الاحصائي للطاقة في E ، واعني توزيع بولتسمان مع درجة الحرارة T . و في الوضع الذي يهمنا هنا ، يمكننا تمثيل R بالالكترونات الموجودة في انبوبة تفريغ ، حيث ان توزيع الطاقة فيها هو على الاقل ، وبصورة تقريبية ، مانحتاجه لسريان مفعول الجدال اعلاه . ويمكننا الحصول على النتيجة نفسها اذا اعتبرنا الفعل المتبادل بين منظومة ذرية ومجال اشعاعي ذات توزيع في الطاقة ، يتبع القانون الاشعاعي للعالم بلانك .

وبما ان كل هذه العمليات ، تميل الى انتاج توازن حراري فيما اذا عملت لوحدها ، فالسؤال الذي يطرح نفسه هو ، كيف يمكننا ان نحصل على شعبية معكوسة مستقرة . والجواب هو ، ان المعدلات الزمنية التي تجرى فيها هذه العمليات باتجاه التوازن تكون جميعها مختلفة . وبناء على ذلك ، يمكننا ان نلعب احدى الآليات ضد الاليات الاخرى ونعمل على تشغيل المنظومة في شرط استقراري معتدل (وسطي) ، حيثما لايوجد اية عملية متغلبة ، وحيثما لايوجد درجة حرارة معينة تميز الشعبية لكل المستويات الذرية . ويساعدنا هذا الوضع في منظومات المستويات المتعددة ، فيما اذا كان بامكاننا الحصول على شذوذ قوي عن توزيع ماكسويل (التوازن) للجسيمات المتبادلة الافعال ، او فيما اذا استخدمنا مجالاً

اشعاعياً احادي الطول الموجي بدل اشعة الجسم الاسود . ومع ذلك ، يوجد لكل عملية اثارة ، عملية معكوسة تميل الى انتاج توازن حراري ، الا ان انتاج الشعبية المعكوسة المقتضي ضمناً ، يعمل على تقليل (تدنّي) تأثيرات العملية المعكوسة عند بعض المراحل . ويمكن انجاز هذا ، على النموذج ، بالسماح للضوء بالهروب من بعض المستويات من خلال الجدران او بالسماح لبعض الذرات شبه المستقرة بالنفوذ الى خارج انبوبة التفريغ . ومثل الماكنات الحرارية ـ الديناميكية ، يجب ان تمتلك الليزرات ، بالوعة sink . ويجب على هذه البالوعة ان تكون ادنى بمرحلة او أكثر عن اوطيء مستوى ليزري .

والعمليات التالية لتبادل الطاقة ، هي اهم العمليات التي تحدث في انبوبة تفريغ يحوي غازاً احادي الذرة لوحده :

1- اصطدام الكتروني من النوع الاول ، تكتسب فيه الذرة طاقة من الالكترون .

2- اصطدام الكتروني من النوع الثاني ، تخسر فيه الذرة المتهيجة بعض الطاقة الى الالكترون .

3- انبعاث آني للاشعة من ذرة متهيجة .

4- امتصاص اشعة من قبل الذرة .

5- انبعاث مستحث للاشعة بوساطة الذرة .

6- عملية خمود عند التصادم مع جدران الاناء .

واما في المنظومة الحاوية على خليط من غازات مختلفة ، ومن ضمنها الغازات الجزيئية ، فان الظواهر الاضافية التالية يمكن ان تؤثر على توزيع المنظومات الذرية :

7- انتقال الاثارة الرنيني .

8- ظواهر التفكك واعادة الالتئام ؛ التفاعلات الكيماوية .

ويتم تحديد المعدلات الزمنية لحدوث هذه العمليات بعدد الذرات المتوفرة في الحالات المناسبة وباحتماليات حدوث هذه الظواهر في الوحدة الزمنية لجسيمة مفردة . وفي حالة الظواهر الاشعاعية ، يتم حساب هذه الاحتماليات من مدى اعمار الانتقالات ومن الكثافات الاشعاعية السائدة lifetimes . وفي حالة الظواهر التصادمية ، تستخلص هذه الاحتماليات من المقاطع العرضية للظواهر المتضمنة ومن نسب المحتويات المتواجدة .

وكما أشرنا سابقاً ، يشتمل تصميم ليزر غازية على انتقاء المواد والضغوط الجزئية وبرمترات انبوبة التفريغ وجدران الاناء الحاوي بطريقة تؤمن تجميع الذرات او الجزيئات في مستوى طاقة علوي وتؤمن الازالة الآنية السريعة للذرات او الجزيئات من مستوى واطيء ، بحيث ينتج عن ذلك شعبية معكوسة . وكثيراً ماتشترك عمليات متعددة وبصورة آنية ، تقوي بعضها البعض . وعلى الرغم من ان المناقشة النظرية ، تقترح امكانية ابتكار وتصميم الليزر الغازية كلياً على ورقة ، باستخدام معدلات الانتقال المعلومة والمقاطع التصادمية العرضية ، الا اننا نرى بأن هذه الحالة هي ليست صحيحة من الناحية العملية . وبينما كان نمو وتطور الليزرات الغازية ، معتمداً ومستدلاً بالمبادىء المنصوصة آنفاً ، كانت الاكتشافات الحقيقية ، مستندة على اختبارات عديدة . وكثيراً ماتم تشغيل الليزرات الغازية قبل فهم آليات اثارتها بصورة كاملة . ومهما يكن الامر ، فقد تحسن تصميمها بصورة معتبرة بعد فهم الياتها الاساسية ، فعمل لها الكثير من التحويرات لازالة ظاهرة المختنق bottelneck عند تشغيلها .

9.2 شروط التكبير والتذبذب في الليزرات الغازية
Amplification and oscillation conditions in gas lasers

لقد نوقشت الشروط العامة للربح او التكبير البصري في الفصلين الاول والثالث . وقد وجدنا انه بازالة العمليات الدخيلة ، مثل الامتصاص او التشتت بسبب مادة اجنبية ، فأن معدل التكبير في المادة الليزرية يمكن اعطاءه بالعلاقة

$$\alpha(\nu) = k(\nu)_0 n. \tag{2.1}$$

وهنا $k(\nu)_0$ ، هو دالة منحني الامتصاص للمادة غير المتهيجة ، n هي الشعبية المعكوسة النسبية . واذا استخدمنا التقليد الرمزي الخاص بليزرات الاربعة مستويات ، واعني ، استخدام الرقم 3 للمستوى الليزري العلوي والرقم 2 للمستوى الليزري السفلي ، فان ،

$$n = \frac{1}{N_0}\left(\frac{g_2}{g_3} N_3 - N_2\right). \tag{2.2}$$

حيث يدل الرمز N_0 على العدد الكلي للجسيمات الفعالة (ذرات) في العنصر الحجمي ، وتدل الرموز g على الاثقال الاحصائية (كثرات multiplicities) للمستويات المتضمنة .

ويمكن احراز ربح بصري في المادة عندما تكون n موجبة . واما التذبذبات الليزرية ، فلايمكن الحصول عليها عندما تكون n موجبة فقط ، ولكن يجب ان تزيد عن قيمة موجبة دنيا ، توضع من قبل مستلزمات كون الربح في التركيب الليزري ، يجب ان يكون على الاقل مساوياً للخسارة الناتجة عن جميع المسببات .
ويمكن وضع شرط التكبير ، $n \geq 0$ ، بالصيغة

$$\frac{N_3}{N_2}\frac{g_2}{g_3} \geq 1, \qquad (2.3)$$

حيث تناظر المتطابقة لشرط الربح الصفري zero gain .

وتمتلك الليزرات الغازية صفات معينة ، تجعل حسابات الربح معقدة جداً ، وتقريباً تستبعد امكانية اعطاء توقعات نظرية موثوقة ، تستند كلياً على المعدلات الزمنية الاساسية للانتقال وعلى المقاطع العرضية للتصادم . وبينما تتبع الذرات وبصورة عامة في الليزر الصلبة ، دورة مرور واضحة المعالم للمرور خلال ثلاثة او اربعة مستويات ، نجد ان عمليات التبادل بالطاقة للذرات الفعالة في ليزر غازية ، لاتُشكل دورة وحيدة وواضحة المعالم . وبصورة عامة ، يوجد العديد من المسارات المتوفرة لذرة الغاز في حالة معلومة ، والسبب هو حدوث العديد من عمليات الاثارة والخمود في الغاز بصورة آنية . ولو تم تحقيق الشعبية المعكوسة على كل حال ، فان حدوثها يكون كنتيجة لتنافس عدة عمليات مختلفة . وكنتيجة لهذا ، يكون تحديد مدى العمر لذرة في حالة متهيجة بوساطة المعدلات الزمنية للعديد من العمليات الانحلالية . وبما انه يتم عادة إثارة الليزرات الغازية بوساطة التفريغ الكهربائي ، فان التصادمات التي تحدث في انبوبة التفريغ ، تعمل على تهييج الذرات الى حالات عديدة ، فتقوم الذرات المتهيجة بعد ذلك ، بالهبوط الى اسفل مقياس الطاقة بصورة تعاقبية على مدى عمليات مختلفة . وكنتيجة لهذا ، سيكون المستوى الليزري السفلي مسكوناً ايضاً عن طريق آليات الاثارة نفسها التي استخدمت لزيادة شعبية المستوى العلوي . وليكن W_2 ، المعدل الزمني التي تغذى به الذرات الى داخل المستوى 2 ، اي المستوى الليزري الحدي ، كنتيجة لعملية الاثارة ، يستثنى من ذلك الذرات التي تصل الى المستوى 2 كنتيجة للانتقالات الاشعاعية الآنية والمستحثة من المستوى 3 . وليكن اضافة لذلك ، R_2^{-1} مدى عمر الذرات في المستوى 2 . فيكون توازن الشعبية او معادلة المعدل الزمني للمستوى 2 آنئذ هي

$$\frac{dN_2}{dt} = W_2 + (A_{32} + S_{32})N_3 - R_2N_2, \qquad (2.4)$$

حيث تمثل A_{32} و S_{32} المعدلات الزمنية للانتقال الآني والمستحث للانتقال الليزري . واما الليزر الذي يراد تشغيلها في نظام مستقر ، فتحتاج تحقق الشرط

$$W_2 + (A_{32} + S_{32})N_3 = R_2N_2. \qquad (2.5)$$

اذا ، حتى عندما تهمل الانتقالات المستحثة ، نستنتج ان

$$R_2N_2 > A_{32}N_3. \qquad (2.6)$$

وعند مقارنة هذه المتباينة مع (2.3) ، يصبح شرط الربح الصفري بالشكل

$$\frac{R_2}{A_{32}}\frac{g_2}{g_3} > 1. \qquad (2.7)$$

فلذلك في حالة الربح الصفري ، يجب ان يكون

$$R_2 > A_{32}\frac{g_3}{g_2}. \qquad (2.8)$$

وهذا الشرط ضروري ، ولكنه غير كافٍ وغير دقيق ، بسبب ان الكمية التي يجب ان يزيد بها R_2 على التعبير الموجود على الطرف الايمن من (2.8) ، تعتمد على المعدلات الزمنية لحدوث العمليات التي تشترك في تغذية الشعبية على المستوى 2 . ومع ذلك ، فالشرط اعلاه هو غرض مفيد . كما ويعتمد الطرف الايمن من المتباينة على الثوابت الذرية فقط . اما الطرف الايسر فهو تحت سيطرة الخبير العملي لمدى معين ، لان بمقدوره ادخال او تقوية العمليات التي تميل الى زيادة المعدل الزمني للانحلال R_2 من المستوى الحدي .

وبنظرة سطحية الى المتباينة (2.8) ، يمكننا ان نقترح بأن الانتقال ذات القيمة الصغيرة لمعدل الانتقال الآني A_{32} هو المفضل للفعالية الليزرية . الا ان هذا الاقتراح سيكون خطأ ، بعدما نكتشف مباشرة الحقيقة ، عند فحصنا للشرط اللازم لتحقيق التذبذبات الليزرية . وقد تبين في المقطع 3.1 ، بأنه يمكن تحقيق شرط العتبة للتذبذب في ليزر طولها الفعال L وذات برمتر خسارة γ ، عندما يكون

$$nN_0 = \left(\frac{g_2}{g_3}N_3 - N_2\right) = \frac{\gamma}{L\kappa g(0)}. \qquad (2.9)$$

وهنا g(o) ، هي القيمة القصوى لمنحني الشكل المنسق ، و K هو الثابت الذي ادخلناه في المقطع 1.3 (3.17) . وبدلالة الرموز المستخدمة في المقطع الحالي ، يعطى K بالعلاقة

$$\kappa = \frac{g_3}{g_2} \frac{A_{32}\lambda^2}{8\pi}. \quad (2.10)$$

وحيث ان g(o) ، يتناسب عكسياً مع الاتساع الخطي $\Delta\nu$ ، لذلك يصبح شرط تحقيق حد العتبة بالشكل

$$\frac{g_2}{g_3} N_3 - N_2 = C \frac{\Delta\nu}{A_{32}}. \quad (2.11)$$

حيث يحوي الثابت C العوامل التصميمية للجهاز الليزري وعلى الطول الموجي ، اضافة لاحتوائه على ثابت آخر يربط الاتساع الخطي بالقيمة القصوى لدالة منحني الشكل المنسق . وواضحاً سيكون الوصول الى حد العتبة أكثر سهولة للقيم الاضخم من A_{32} والقيم الاصغر من الاتساع الخطي . وبناء عليه ، سيكون الوضع مشابهاً للاشياء الاخرى ، فمثلا ،ستكون الانتقالات المقترنة بالعناصر الكبيرة للمصفوفة ، هي المفضلة وكذلك الشروط التي تنتج اتساعات خطية اصغر . وبسبب دخول العامل λ^2 في شرط العتبة ، بنفس اسلوب دخول A_{32} ، ستكون اشياء اخرى متساوية ، فمثلاً ، ستحتاج الليزرات ذات الطول الموجي الاطول ، الى اثارة اقل من ماتحتاجه الليزرات ذات الاطوال الموجية القصيرة .

وان استخدام التدليل الرمزي المكيف على ليزرات الاربعة مستويات ، لايضمن عادة وجود اربعة مستويات ، تشترك بالضبط ، في دورة التشغيل المفيدة لليزر الغازية . وبالحقيقة ، ان في اغلب الليزرات الغازية المعروفة ، لاترجع الذرات الى المستوى الحدي للانتقال الليزري بصورة مباشرة الى حالة الهمود . بل تمر عند رجوعها من خلال حالة وسطية ، او من المحتمل من خلال عدة حالات وسطية . وفي بعض الليزرات ، تترك الذرات المستوى الحدي (2) باعطاء طاقتها في اصطدام غير مرن الى ذرات او جزيئات غاز آخر يوضع قصداً لهذا الغرض ، اي لجعل R_2 أكبر مايمكن .

9.3 التوزيع الطيفي للاشعة الليزرية . منخفض لامب

Spectral distribution of laser radiation .Lamp dip

ان الغرض من هذا المقطع هو تحليل التوزيع الطيفي للاشعة الليزرية كدالة للتردد ضمن مقياس دقيق جداً . ووفقاً لذلك ، سنحصر اهتمامنا في الانتقالات التي

تحدث بين زوج معين من مستويات طاقة موجودة في مجموعة واسعة من المنظومات الذرية . فالمنظومات الذرية لغازما ، تتحرك بجميع الاتجاهات مصطدمة ببعضها البعض كأصطدامها ايضاً بالجدران وبالاسلوب الموصوف نفسه في النظرية الحركية للغازات . وتؤثر خواص المجموعة الذرية (الغاز) على الخطوط الطيفية المنبعثة من المجموعة ، لذا يجب علينا الان ان نفحص هذا الفعل المتبادل بشيء من التفصيل .

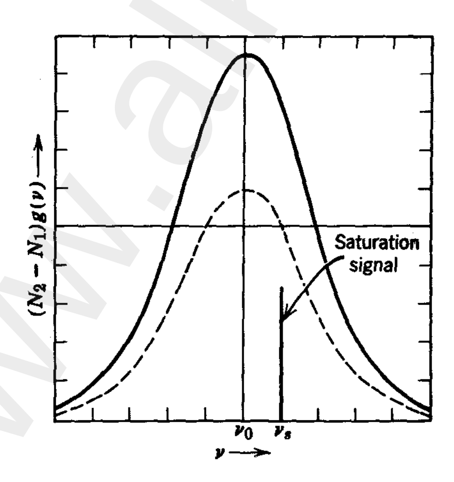
فاذا كنا قد اخترنا انتقال معين لغرض الفحص ، نركز اهتمامنا على خط طيفي منفرد ، اي قياسياً ، نحدد مدى اهتمامنا في منطقة طول موجي ، اتساعها يتراوح مابين 0.1 و 1.0 Å . حيث يتغير الانتشار الترددي المناظر لهذا الاتساع الواقع في النهاية الحمراء من الطيف المرئي ، من 6×10^{9} والى 6×10^{10} Hz ، والرقم الموجي المناظر من 0.2 والى $2.0\,cm^{-1}$.

ويوصف التغيير بشدة الانبعاث او الامتصاص ضمن الخط الطيفي بالدالة $k(\nu)$ ، التي ادخلناها في المقطع 1.3 ، كدالة تجريبية تم الحصول عليها من الخبرة المطيافية او ، بصورة خيارية ، من دالة منحني الشكل المنسق $g(\nu,\nu_0)$ ، والتي تمت مناقشتها في المقاطع 1.3 و 1.4 . ان هذه الدوال ، وكما اشرنا سابقاً ، لايجري تحديدها من تركيب مستويات طاقة الذرة ، بل بالحركات والافعال المتبادلة للمجموعة الذرية بأكملها . وعلى الرغم من وجود اتساع طيفي محدود يقترن بالذرات المعزولة في حالة الاستقرار ، الا ان هذا الاتساع الخطي الذاتي او الطبيعي هو اقل بعدة مراتب عشرية من اتساع الانتشار الطيفي الذي نهتم به الان . وان السببين الرئيسيين في كون الخطوط الطيفية عريضة في الغازات هما ظاهرة دوبلر والتصادم . وقد تم وصف هاتين الظاهرتين بصورة مختصرة في المقطع 1.4 ، كما تم تأشير الصيغ الرياضية لمنحنيات شكل الخطوط الطيفية الناتجة من تأثير كل ظاهرة على حدى . وعموماً ، تتواجد كلتا الظاهرتين في وقت واحد ، لكن تحت الضغوط العالية (0.1 جو) ، تتغلب ظاهرة التعريض بوساطة التصادم ، بينما تحت الضغوط الواطئة (1.0 تور) ، يكون التعريض بوساطة تأثير دوبلر هو المتغلب كتاثير تحديدي .

وقد تم وصف منحنيات الشكل الخاصة بالتعريض التصادمي والتعريض الدوپلري بالعلاقات (4.2) و (4.6) من الفصل الاول . فهم ليس فقط مختلفين بالصيغ الرياضية فحسب ، وانما ينتجان من اوضاع احصائية مختلفة تماماً . ففي حالة التعريض الدوبلري **Doppler-broadening** ، تنحصر مساهمة الذرة في مدى ترددي ضيق ، يتحدد موضعه بالنسبة الى الخط المركزي بوساطة سرعة الذرة بالنسبة الى المشاهد . ويكون المنحني الامتصاصي للغاز هو نتيجة لتوزيع الذرات

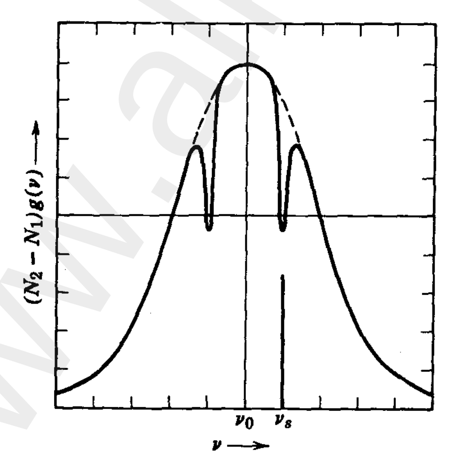
بالنسبة لمركبات السرعة . واما في حالة التعريض التصادمي ، فليس بالامكان مطابقة الذرات بمناطق طيفية نوعية ، لان التعريض ينتشر على مدى المجموعة الذرية بأكملها . وهذا مايسمى بالتعريض المتماثل homogeneous broadening مقارنة بالتعريض الدوبلري ، الذي يعرف بالتعريض اللامتماثل inhomogeneous broadening .

ومن الضروري في الليزرات ، اعتبار الفعل المتبادل لمجموعة ذرية متهيجة مع مجال اشعاعي يمتلك انتشاراً ترددياً ضيقاً للغاية . ويتم تحديد هذا الانتشار بوساطة تجويف فابري ـ بيروت ، ويكون بصورة عامة اقل من الاتساع الخطي لخط التعريض التصادمي ـ او الدوبلري للمجموعة . ومن المهم ان نحسب مايحدث لمجموعة ذرية متهيجة كنتيجة لتفاعلها المتبادل مع مجال اشعاعي يمتلك انتشاراً طيفياً ضيقاً وشدة عالية ، تكون كافية لانقاص عدد الذرات المتهيجة في المجموعة انقاصاً جوهرياً . وبالطبع ، يجب ان تتضمن حسابات الافعال المتبادلة على التوزيع الترددي للمجال الاشعاعي اضافة الى الخواص الاحصائية للمجموعة . فاولاً ، يتم حساب مقدار استجابة المتذبذب المضمحل للقوة التوافقية المهيجة ، وبعد ذلك ، يجري تعديل احصائي statistical averaging على مدى مجموعة المتذبذبات وعلى مدى التوزيع للمجال المهيج . والجهاز الرياضي الكامل لهذه الحسابات ، موضحاً بالتفصيل في الكتاب المنهجي للمؤلفين Sinclair and Bell [5] .



شكل 9.4 اشباع متجانس لخط معرض تعريضاً متماثلاً ، باشارة احادية الطول الموجي ترددها ν_s . المنحني الصلد ؛ يمثل التكبير من دون الاشارة القوية ؛ الخط المنقط : يمثل التكبير بوجود الاشباع .

ويمكن تلخيص نتائج الحسابات المعقولة فعلاً من الناحية الفيزياوية كما يلي :
عندما يتفاعل مجال اشعاعي شديد وذات اتساع طيفي ضيق مع مجموعة ذرية متهيجة تمتلك تعريضاً خطياً متماثلاً ، فأن الانبعاث الناتج للاشعة المستحثة سيعمل على استنفاذ المجموعة بأكملها وبصورة متجانسة . وهذا موضح في الشكل 9.4 . واذا امتلكت المجموعة تعريضاً دوبلرياً فان المجال الاشعاعي (اشارة الاشباع saturation signal) سيؤثر بصورة رئيسية على تلك الذرات التي تمتلك مركبة سرعة ملائمة ، اتجاهها باتجاه تقدم الموجة . ومن هنا ستعمل الاشارة بصورة انتقائية على تغذية ذرات معينة وتترك ذرات اخرى . وبالطبع ، سيعاد توزيع سرع الذرات كنتيجة للاصطدامات الذرية . وتحت ضغوط يسود استخدامها عادة في الليزرات الغازية ، يتراوح عدد الصدامات لذرة ما ، من 10^6 الى 10^7 اصطدام لكل ثانية . وعندما تمر نبضة حادة جداً وذات محتوى طيفي ضيق من خلال الغاز ، فان معدل التصادم 10^7 لكل ثانية ، من المحتمل ان لايكون سريعاً بما فيه الكفاية ، لمنع الاستنفاذ فيما بين الذرات الواقعة في مدى السرعة الملائمة . ولذلك من المحتمل ان يحدث منخفض (يحترق ثقب) في الخط الطيفي ذات التعريض اللامتماثل . وعادة ، سيظهر التشويه في الخط الطيفي بالصيغة المبينة في الشكل 9.5 ، مع ثقبين محترقين two holes burned في الطيف ، اينما اختلف تردد الصيغة الفجوية cavity mode عن تردد القيمة القصوى للخط الطيفي الذري . ويكون حدوث هذين الثقبين بسبب عبور الضوء للجهاز الليزري عرضياً في اتجاهين متعاكسين ، وبسبب الانبعاث المستحث الذي يستنفذ الذرات المنتقلة بمركبات سرعة متساوية وباتجاهين متعاكسين [6] .



شكل 9.5 احتراق الثقوب hole-burning في الخط الطيفي ذات التعريض الدوبلري في ليزر غازية وبوجود اشارة ترددها ν .

ويمكن مشاهدة ظاهرة مهمة وذلك عند تشغيل ليزر غازية قصيرة بالصيغة المحورية المفردة ، فانه بالامكان ازاحة هذه الصيغة ترددياً ، وذلك بعمل تغيير بسيط في المسافة مابين المرآيا . ويمكن انجاز مثل هكذا ضبط (تناغم) عن طريق تثبيت المرايا على قضبان يمكن ضبط اطوالها بوساطة ظاهرة التقبض المغناطيسي magnetostriction . فعندما يختلف التردد الصيغي عن تردد القيمة القصوى للخط الذري ، عندئذ تتوفر ذرات تنتقل بمركبة سرعة على طول اتجاه الحزمة وبالاتجاه العكسي ايضاً ، لتقوم بعملية التكبير . اما اذا انطبقت القيمة القصوى للصيغة مع نظيرتها في الخط الذري ، فعندئذ سيكون بامكاننا استخدام فقط الذرات المتحركة عمودياً على اتجاه الحزمة في عملية التكبير . اذن ، اثناء عملية ضبط الصيغة على الخط الذري ، سيقل تجهيز الذرات المكبرة عندما نصل الى القيمة القصوى ν_a للخط الذري . وحينئذٍ نشاهد انخفاض في القدرة الخارجة ، والتي يمكن استخدامها في التحديد الدقيق لتردد الخط الطيفي الذري .

ويمكننا توضيح الوضع اعلاه من الناحية الكمية كالآتي :
يتناسب عدد الذرات التي تمتلك مركبة سرعة ينحصر مقدارها مابين v_x و $v_x + dv_x$ ، تناسباً طردياً مع $\exp(-mv_x^2/2kT)\,dv_x$ والازاحة الترددية w ، بالنسبة الى التردد المركزي ν_a للخط الذري هي ، $w = \nu - \nu_a = \nu_a v_x/c$. *
لذلك ، اذا كان مرور الضوء مقيداً بالاتجاه الموجب للمحور x ، سنأمل تناسب التكبير كدالة للتردد (w) طردياً مع

$$P(w) = \exp\left(-\frac{\beta w^2}{\nu_a^2}\right), \tag{3.1}$$

حيثما

$$\beta = \frac{mc^2}{2kT}. \tag{3.2}$$

ولنفترض الان بأن الصيغة الفجوية تعمل كمرشح بسيط ، يقبل كل الترددات ضمن منطقة عرضها δ متمركزة حول w . آنئذ سيتناسب التكبير الكلي في هذه الصيغة الفجوية طردياً مع

$$\int_{w-\delta/2}^{w+\delta/2} P(w')\,dw'. \tag{3.3}$$

---

* انظر المقطع 1.4 .

والان لنأخذ في اعتباراتنا ، حقيقة كون الضوء يمر فعلاً بالاتجاهين الموجب والسالب للمحور x . آنئذ سينشأ التكبير الكلي في الصيغة الفجوية اعلاه من منطقتين تقعان بصورة متناسقة حول $w = 0$. وعندما لاتتراكب هذه المناطق مع بعضها البعض ، سيتناسب التكبير طردياً مع ،

$$F(w) = 2 \int_{|w|-\delta/2}^{|w|+\delta/2} P(w')\, dw'. \tag{3.4}$$

ويسود هذا الوضع عندما تكون $|w| > \delta/2$. وبالعكس ، اذا تراكبة مناطق التكامل ، فان التكبير يتناسب طردياً مع ،

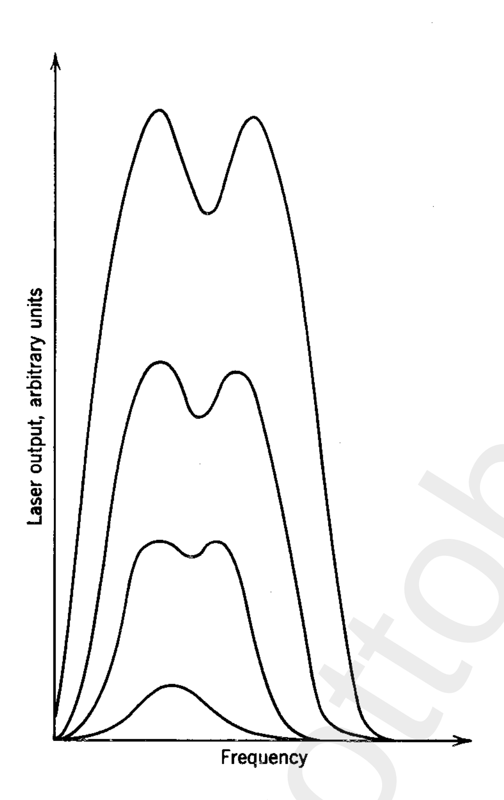
$$F(w) = 2 \int_0^t P(w')\, dw', \tag{3.5}$$

حيثما $t = |w| + \delta/2$. وهذه الدالة هي دالة زوجية في w . وفي حالة كون $w > 0$ ، تكون مشتقتها هي

$$\frac{dF(w)}{dw} = 2P\left(w + \frac{\delta}{2}\right) \tag{3.6}$$

وهذه الدالة موجبة ، فلذلك $F(w)$ هي دالة متزايدة لقيم صغيرة موجبة من w . وبما ان $F(w)$ هي دالة زوجية ، فيجب ان تمتلك موضعاً ادنىٰ عند $w = 0$. وهذا يحدث ، بسبب مرور التكبير من خلال قيمة دنيا عند مرور مركز التردد التذبذبي من خلال ν_a ، واضافة لذلك فأن القدرة الخارجة من الجهاز الليزري ، تمر ايضاً من خلال موضع أدنىٰ .

وقد تم التنبؤ نظرياً بهذا التغيير الحاصل في الخارج الليزري من الليزر الغازية ، من قبل الباحث Lamb [7] ، فدعي عندئذ بمنخفض لامب Lamp dip ؛ وقد تمت مشاهدته في ليزرات الهيليوم - نيون ، التي تشتغل تحت ظروف موجهة توجيهاً دقيقاً . كما استخدم نظير النيون النقي لتجنب حجب هذه الظاهرة عن طريق التراكب الذي يحدث فيما بين الاشعة المنبعثة من نظائر النيون المختلفة ذات الخطوط الطيفية المتقاربة من بعضها البعض [8,9] . ويبين الشكل 9.6 ، النتائج الوثيقة الصلة بالموضوع للباحثين Szöke و Javan [9] . وتوضح المنحنيات المقاسة عند مستويات مختلفة من الاثارة بأن منخفض لامب يصبح ذات اهمية اكبر عند مستويات عالية من القدرة ، وهذا ماتوقعه الباحث لامب [7] .



شكل 9.6 منخفض لامب في ليزر من الهيليوم - نيون ، تشتغل عند مستويات مختلفة من الاثارة . شوهدت قرب مركز الخط الطيفي 1.15-µm للنيون Ne^{20} . (After Szöke and Javan.)

9.4 تصنيف وتنظيم المواد
Classification and organization of the material

يمكننا تطبيق تسمية الليزر الغازية على عدد كبير من الاجهزة والتي تختلف كثيراً عن بعضها البعض من ناحية البناء والمادة الليزرية والكفاءة . وبمقدور الكثير من الليزرات الغازية بأن تبعث اشعة متلاحمة على مدى عدد من الخطوط الطيفية ؛ مع العلم بأن بعض الوظائف في العديد منها ، تتوزع على مدى واسع من المناطق الطيفية المنفصلة . ولو عملنا على جمع كل الخطوط الطيفية الملحوظة في عام 1969 وادرجناها في لائحة . سنرى بان اللائحة ستحوي اكثر من 2000 خط طيفي . وبالطبع ستكون محاولتنا غير منسجمة مع الغرض العام لهذا الكتاب فيما اذا عملنا على ادراج جميع الخطوط الليزرية المقاسة الى حد الان . وليس من المعقول ايضاً ،

ان نضم هنا كل عنصر او كل مركب تم استخدامه بنجاح كمادة ليزرية . إن مناقشتنا هنا ستغطي كل انواع الليزرات الغازية ، مع حصر الوصف التفصيلي فقط في النماذج المهمة لكل نوع مع التأكيد على تلك الليزرات التي لقيت تطبيقات متكررة . واما المعلومات المطيافية التفصيلية فسنتطرق لها بين حين وآخر ، وبصورة اساسية لغرض التوجيه والتوضيح . وسنتبنى المبادىء التالية في تصنيف وتنظيم المواد :

استناداً للحالة الكيمياوية للمنظومة الذرية الفعالة ، سيجرى التمييز الاساسي مابين الليزرات الذرية والايونية والجزيئية . ومن ثم تنقسم كل من هذه الاصناف استناداً الى العناصر النوعية ، كالايونات والجزيئات المتضمنة ، وفي حالة الجزيئات ، سيجرى التمييز بين الليزرات استناداً الى الانتقالات الالكترونية والاهتزازية والدورانية .

واستناداً الى آليات الاثارة الرئيسية ، سيكون من المناسب التمييز مابين الليزرات المتهيجة بصرياً ، او المتهيجة بالتصادم الالكتروني المباشر ، او بانتقال الاثارة الرنيني ، او بالتفاعلات الكيمياوية .

ان المواد الفعالة في الليزرات الغازية هي عبارة عن ذرات كاملة لغازات احادية الذرة او ابخرة او ذرات كاملة يتم الحصول عليها من تفكك جزيئات متعددة الذرة . واحسن مامعروف من هذه الليزرات هي تلك التي تستخدم الغازات النبيلة ، وبشكل خاص ، النيون . كما وتنتج ذرات معظم الهالوجينات وايضاً الاوكسجين والنتروجين ، العديد من الخطوط الليزرية الغازية . ومن ابخرة المعادن ، يعتبر الزئبق من أكثرها استخداماً ، واما الابخرة الاخرى ، كالسيزيوم والنحاس والرصاص والمنغنيز ، فنادراً ماتستخدم . وتثار اغلب الليزرات الذرية بواسطة التفريغ التوهجي ذات التيار الواطىء ، ويتم تشغيلها عادة في النظام المستمر . وباستثناء عدد قليل جداً منها ، تعتبر هذه الليزرات دقيقة جداً وذات قدرة واطئة .

واما المواد الفعالة في الليزرات الايونية ، فهي عبارة عن ذرات لغازات معروفة مع ازالة الكترون او اكثر منها . وينبعث الضوء المتلاحم في هذه الليزرات كنتيجة لانتقال الكتروني فيما بين المستويات الايونية . وتعتبر ليزر الاركون ذات الانبعاث الضوئي الازرق والاخضر من احسن النماذج المعروفة لاجهزة ليزرات الغاز الايوني .

كما تم تشغيل ليزرات مشابهة استخدمت ايونات الغازات النبيلة الاخرى . وتعتبر ايونات الهالوجينات والزئبق والكاربون والاوكسجين والنتروجين ملائمة ايضاً كمواد ليزرية . ومن المعتاد استخدام الرموز الدليلية التالية في وصف ليزرات الغاز الايونية : يجرى تمييز مستويات طاقة الذرة الكاملة (عند الضرورة) ، بالعدد الروماني I . وتستخدم الاعداد II و III و IV لتمييز الايونات الناتجة من ازالة 1 أو 2 او 3 من الكترونات الذرة الكاملة . وهكذا ، يدل الرمز Hg II ، على طيف الزئبق المتأين بازالة واحد من الكتروناته . * وقد تم الحصول على الكثير من الخطوط الليزرية من عناصر متأينة بصورة عالية ، مثل ، Ar III و Ar IV و Xe III و Kr III و O III و O IV و N III و N IV . وان عملية اثارة الايونات ، وبشكل خاص العالية منها ، تحتاج الى بذل طاقة معتبرة ، حيث من الواجب اولاً ، تأيين ذرة العنصر . وتثار عادة مثل هذه الليزرات عن طريق اقواس التفريغ الكهربائية ذات النبضة العالية . وكثيراً ماتكون الليزرات الايونية ذات قدرة عالية ، لذا تحتاج الى تصميم هندسي معتبر . وهي مصادر ممتازة للاشعة المتلاحمة في المنطقة المرئية وفوق البنفسجية من الطيف ، مقارنة بالليزرات الذرية التي تشتغل معظمها في المنطقة تحت الحمراء .

وقد تم الحصول على ليزرات جزيئية من غازات الجو المعروفة مثل ، N_2 و H_2O و CO و CO_2 ، وليزرات اخرى عديدة ، اشتملت على HCl و HCN و CS_2 . وتعد آلية انتقال الاثارة الرنيني من اهم الآليات المعروفة التي تساهم فعلاً في تشغيل الليزر الجزيئية ، ولهذا السبب حوت العديد من الليزرات الجزيئية على أكثر من غاز . وتثار معظم هذه الليزرات عن طريق الاثارة النبضية ، حيث تحتاج الى نبضات كهربائية ذات طاقة عالية وذات امد قصير ، لتشغيلها . ومن المعروف ان النتروجين واول اوكسيد الكاربون يبعثون باشعتهم ليس فقط في المنطقة تحت الحمراء ، حيثما تشتغل معظم الليزرات الجزيئية ، بل في المنطقة المرئية ايضاً . ويعزى الانبعاث في منطقة الطول الموجي القصير الى حدوث الانتقالات الالكترونية في جزيئات النتروجين N_2 وأول اوكسيد الكاربون CO . واما القسم الاكبر من الليزرات الجزيئية فتشتغل على الانتقالات الاهتزازية والدورانية ، حيث تبعث العديد من الخطوط الطيفية في المنطقة من 5 الى $12\,\mu m$. وتعتبر ليزر ثاني اوكسيد الكاربون CO_2 ، التي تشتغل عند الطول الموجي $10.6\,\mu m$ ،

---

* نلاحظ بأن هذا التدليل الرمزي ، لاينسجم مع التدليل المستخدم لايونات موضوعة في شبيكة بلورية ، حيث يدل الرمز Cr^{3+} على فقدان ثلاثة الكترونات من ذرة الكروميوم . ومع ذلك ، من الاحسن ان نستخدم التدليل الرمزي المطيافي المؤسس تاريخياً .

من احسن الليزرات الجزيئية المعروفة ، بسبب قدرتها العالية . وقد تحوي هذه الليزر ، غازات جزيئية اضافية .

لنرجع الآن الى طرق الاثارة ، ولنذكر بأن الضخ البصري الذي عددناه مفيداً بصورة شاملة لاثارة الليزرات الصلبة والسائلة ، هو طريقة غير عملية لاثارة الليزرات الغازية . وقد تم بناء ليزر غازية واحدة فقط كانت تثار بصرياً ، ولم تكن الفكرة اكثر من حب استطلاع من ان تكون جهاز عملي . وقد لعبت الاثارة البصرية دوراً هاماً في التاريخ المبكر لاستكشاف الليزرات الغازية ، ولهذا السبب ، ستناقش باختصار ليزر السيزيوم المتهيجة بصرياً في المقطع 9.6 .

ويُعد التفريغ الكهربائي ، المصدر الاساسي للطاقة في اكثر انواع الليزرات الغازية المشهورة ؛ حيث ان العملية المتغلبة فيها ، هي عملية الانتقال الرنيني للاثارة . والنماذج الاولية لهكذا ليزرات ، هي ليزرات الهيليوم - نيون المعروفة ، والتي تشتغل عند الاطوال الموجية 0.6328 و 1.15 و 3.39 μm . ففي هذه الليزرات ، تنتقل الاثارة من ذرات He الشبه مستقرة الى ذرات Ne . وهذا المخطط ناجح بسبب فرصة التطابق القريب near-coincidence لمستويين من الهيليوم He الشبه مستقر مع مستويات النيون Ne . ويعتبر مثل هذا التطابق ، نادراً في علم الطيف الذري ، ولهذا السبب ، فأن اغلبية الخطوط الليزرية الذرية يتم الحصول عليها بواسطة الارتطام الالكتروني من دون انتقال في الاثارة . واما ليزرات الاوكسجين والكاربون الذرية فيمكن استثنائها بعض الشيء ، بسبب كون معظم اثارتها تأتي عن طريق الانتقال الرنيني للاثارة من ذرة شبه مستقرة الى جزيئة تتحلل بعد ذلك منتجة ذرة من الاوكسجين او ذرة من الكاربون في حالة متهيجة . وقد اشرنا سابقاً ، بأن حدوث الانتقال الرنيني للاثارة يكون اكثر محتملاً فيما لو اشتركت جزيئة في العملية ، مقارنة بحدوث العملية وسط ذرات منفردة . وبالحقيقة ، يعتبر مثل هذا الانتقال من اكثر مامعروف كمصدر متغلب او مشارك في عملية اثارة الليزرات الجزيئية .

ويُعد الارتطام الالكتروني المباشر ، الذي تتبعه في بعض الاحيان ، عمليات انحلال متعاقبة ، مصدراً لاثارة نخبة ضخمة من الليزرات الذرية والايونية . ويجري تزويد الليزرات التي تستخدم الابخرة النقية والغازات ، بالقدرة ، عن طريق هذه الارتطامات فقط . اما الليزرات الايونية فتحتاج في بعض الاحيان الى عدة ارتطامات الكترونية لكيما تصل الى المستوى البدئي للعملية الليزرية .

ويجوز ان تكون إثارة الذرات والجزيئات ناتجة عن تفاعل كيماوي ، كما هو الحال مع HCl ، او يمكن ان تحدث كتأثير مرتبط ينتج عن إثارة ضوئية وتفاعل كيماوي .

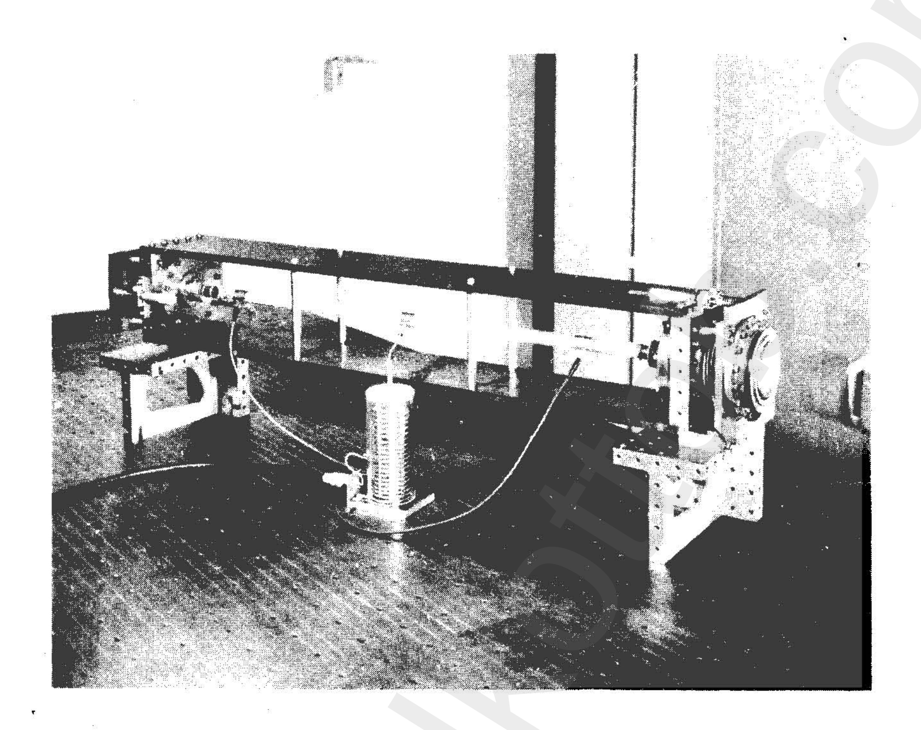
9.5 بناء الليزر الغازية Gas laser construction

على الرغم من ان سردنا لانواع الليزرات الغازية في المقطع السابق كان غير كامل ، الا انه حوى تشكيلة كافية ، ساعدتنا على معرفة الكثير من الليزرات الغازية بمختلف الحجوم والهيئات . ويجب ان تحوي نصوصنا حول الليزرات الغازية بعض التحفظ وذلك لوجود بعض الاستثناءات لاي تأكيد يؤمل أن يؤخذ بنظر الاعتبار . ولذلك يكون من الافضل ان نواجه هذا المقطع كلياً ، بشيء من الحذر ، وذلك لان الغرض منه ليس الا تزويد القارىء بصورة عن الذي بامكانه ان يتوقع عند مواجهته للنخبة الضخمة من الحالات . ويجب ان يكون تفسير النصوص التي ستتلى فيما بعد متحفظاً بعض الشيء والسبب هو سريان مفعولها على اغلب الحالات ، ولكن ليس على الجميع . وان الليزرات الغازية التي تم اثارتها عن طريق غير التفريغ الكهربائي ، ليست مشمولة في هذا المقطع .

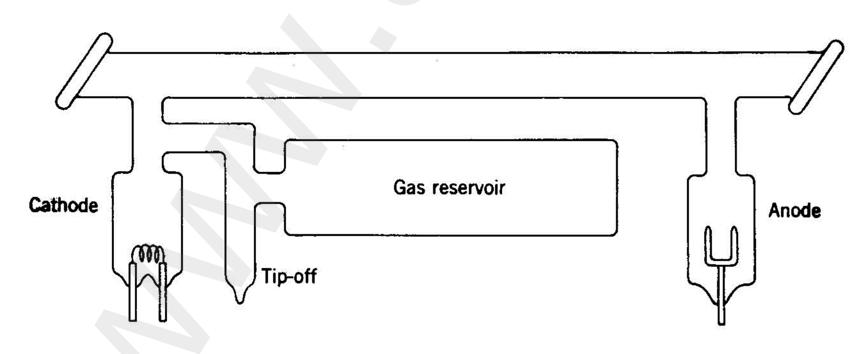
تشتغل الليزرات الغازية بربح لكل وحدة الطول ، اقل بكثير من الليزرات المصنوعة من البلورات الايونية . وبناء على ذلك ، فهي تحتاج الى طول أدنى ، يقدر بحوالي درجة عظم واحدة أكثر من الليزرات الصلبة من النوع الياقوتي . واعتيادياً ، تتغير اطوال الليزرات الغازية من 30 الى 100cm ، على الرغم من بناء البعض منها بطول قصير يضاهي 10cm او بطول أكبر يضاهي 10m لاغراض خاصة . ويحصر الغاز عادة في انبوبة اسطوانية طويلة وضيقة مصنوعة من الزجاج او الكواتز ، تتراوح اقطارها الداخلية من 2 الى 15mm . ويعتبر تصادم الجسيمات الفعالة مع جدران الانبوبة في اغلب الليزرات الغازية قسماً اساسياً من الدورة الليزرية . ولهذا السبب ، يكون من المستحيل عامة ، ان نجري قياسات على الليزرات الغازية للحصول على خارج ليزري يتناسب مع مساحة المقطع العرضي للانبوبة . وهكذا ، سيكون القسم الفعال من الليزر الزجاجية ، هو عبارة عن تركيب طويل ورفيع .

وقد زودت اول ليزر زجاجية ناجحة بمرايا مستوية ، وضعت في داخل الغطاء الحاوي للغاز . واما توجيه هذه المرآيا فيتم ضبطه عن طريق مِسند يمكن تحريكه

عن طريق منفاخ معدني (كير)، كالذي يمكن مشاهدته في الشكل 9.7 . وتبين الصورة ايضاً محولة التردد الراديوي والاسلاك التي استخدمت لربط المجال الكهربائي ذات التردد العالي بالاقطاب الموضوعة خارج انبوبة التفريغ .



شكل 9.7 ليزر الهيليوم ـ نيون للباحث جافان .
(Courtesy Bell Telephone Laboraties.)

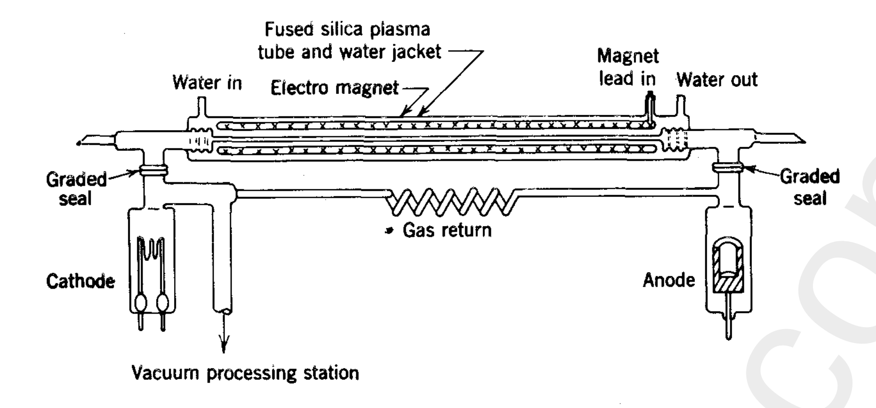


شكل 9.8 انبوبة ليزرية باقطاب داخلية ومخزن للغاز .

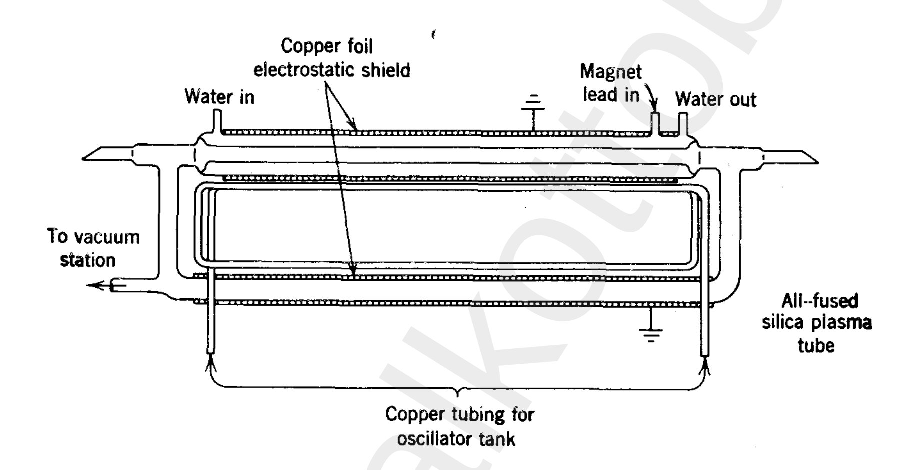
ومع تقدم التقنية الليزرية ، تم بناء ليزرات غازية بمرايا كروية خارجية . ويتم انتقاء هذه المرايا استناداً على المبادىء التصميمية الموضحة في المقطع 3.9 . ويجري تحديد نهايات الانابيب الحاوية للغاز بصفائح بصرية تميل بزاوية بريستول ، لازالة الانعكاس في احد الاتجاهات المستقطبة . ويتم عادة تشغيل الليزر في الاتجاه المستقطب ، حيث تكون الشبابيك شفافه له . وعندما يكون التشغيل في المنطقة البعيدة من تحت الحمراء ، يتم انتقاء مادة الشبابيك المسطحة بطريقة تجنبنا الامتصاص اللامطلوب .

ويكون تصميم انبوبة الليزر بسيطاً للغاية في حالة الليزر الغازية الذرية المشتغلة بالتفريغ التوهجي glow discharge . ويمتلك هذا النوع من التفريغ ممانعة عالية ، فهو يسحب تيارات صغيرة نسبياً . واذا مااستخدم تيار عالي التردد (20 الى 30MHz) لاثارة الليزر ، فانه يربط الى انبوبة التفريغ عن طريق اقطاب خارجية كما تبين في الشكل 9.7 . وعموماً ، تفضل اجراء عملية الاثارة عن طريق اقطاب داخلية ، وفي هذه الحالة ، يجب ان تمتلك الانبوبة الليزرية ، التركيب الموضح في الشكل 9.8 . وفي اغلب الاحوال ، يتم ادخال الاقطاب عن طريق اذرع جانبية ، الا انه يمكن استخدام الاقطاب الاسطوانية المجوفة في الانبوبة الرئيسية ايضاً . وكثيراً مايتم تزويد الليزر بخزان للغاز ، لاطالة عمر استخدام الليزر الغازية المغلقة باحكام .

ويكون تركيب الانابيب المستخدمة في الليزرات الايونية والجزيئية اكثر تعقيداً مما هو عليه في الليزرات الغازية ، والسبب الاولي ، هو كون هذه الليزرات تشتغل بتبديد قدرة عالية جداً . وقد جرت العادة على تحويط انابيب التفريغ الايونية بلفات من مغناطيس كهربائي يعمل على استقرارية القوس الكهربائي . وان التبريد المائي ضروري ايضاً . وفي التفريغ الكهربائي الذي يستخدم تياراً كهربائياً مستمراً ، يتم تجهيز مسار خاص لرجوع جزيئات الغاز التي تميل الى الرجوع باتجاه القطب السالب (الكاثود) بسبب ظاهرة الكتفرة cataphoresis . وبسبب التبديد العالي في القدرة ، تتعرض حاويات الليزرات الايونية والجزيئية الى اجهادات حرارية ضخمة . ويتم تقليل هذه الاجهادات الى ادنى قيمة ، بوضع ملفات ومنفاخ وكذلك بجعل أكثر الاجزاء المعرضة ، خارج حدود انصهار الكوارتز . ويوضع الشكل 9.9 ، رسماً تخطيطياً لانبوبة ليزرية مصممة لتعمل في الليزرات الايونية . وعند استخدام الاثارة بوساطة الترددات الراديوية ، يكون الربط السِعَوي capacitive coupling غير ملائم في الليزرات الايونية ذات الممانعة الواطئة . ولذلك يتم ربطها الى المجال الترددي الراديوي بصورة حثية inductively ، كما مبين بالشكل 9.10 .



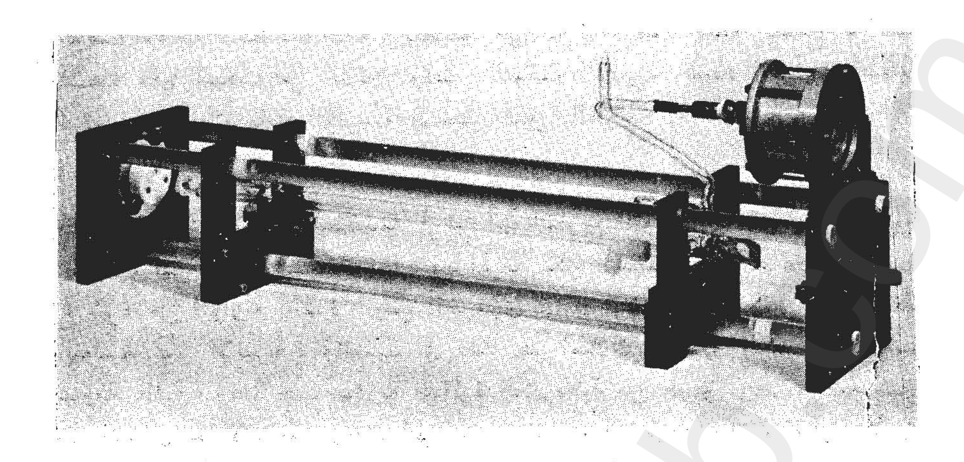
شكل 9.9 انبوبة ليزرية لغاز ايوني بخارج ليزري مستمر ، تستخدم التيار المستمر لاثارتها .



شكل 9.10 انبوبة بلازما الليزر لغاز ايوني بخارج ليزري مستمر ، تستخدم الترددات الراديوية لاثارتها .

ويشكل التفريغ الكهربائي في هذه الحالة ، حلقة ring ، اي الملف الثانوي لمحولة التردد الراديوي . ويلائم مثل هذا التركيب فقط في الليزر الايونية التي تمتلك ربحاً عالياً لكل وحدة الطول ، والسبب في ذلك هو عدم امكانية بناء حلقة ضخمة من الناحية العملية .

وان المستلزمات الرئيسية في التصميم الميكانيكي لجهاز ليزر غازية ، هي تجهيز مساند المرايا بدعامات صلدة لاتتغير ابعادها اثناء التشغيل . وكذلك تثبيت



شكل 9.11 صورة لجهاز ليزر صغير من ثاني اوكسيد الكاربون.
(Hughes Research Laboratories.)

الانبوبة الليزرية باجزاء تستند على الهيكل نفسه، مع تجهيز الانبوبة بالآت ضبط، تساعد على صفها مع المحور البصري لمقياس التداخل. وهناك بعض التفاوت المسموح به في ضبط الانبوبة، لكن يجب على المرايا ان تضبط بدقة عالية، ويجب على هذا الضبط ان يبقى ثابتاً. والشكل 9.11 هو صورة لتركيب ليزري ثابت وبسيط، تم بناؤه في مختبرات بحوث هيوز لاستخدامه في ليزرات ثاني اوكسيد الكاربون. فقد ثبتت مساند المرآيا (ترى على الجهة اليسرى) على الصفائح الفولاذية العمودية الثقيلة بوساطة قواعد حلزونية محملة، وقد دفعت من الجانب الآخر بوساطة ثلاثة مسامير لولبية للضبط، حيث ترى على الجهة اليمنى من الصورة. وثبتت الصفائح الفولاذية في محلها بوساطة ثلاثة قضبان افقية من الكوارتز والتي تحمل ايضاً حمالتي موضع انبوبة التفريغ. وكذلك يمكن ضبط موضع الانابيب بالاستفادة من الحرية التي تمنحها الثقوب المشقوقة في آليات الحمالتين. وقد تم تزويد الانبوبة في هذه الصورة باقطاب داخلية الا انها حجبت عن النظر بسبب احد قضبان الكوارتز. واما التبريد المائي فتتم تغذيته من خلال انبوبين لدنين، يظهر احدهما قرب الجهة اليمنى من الانبوبة.

وتكون المرايا المستخدمة في المنطقة المرئية وقرب المنطقة التحت الحمراء هي عبارة عن عدسات زجاجية مقعرة ومغطاة بطبقات عديدة من مادة عازلة. وتكون انعكاسية مثل هذه المرايا عالية فعلاً (99%) بالنسبة للخط الليزري المفضل. وما بعد الطول الموجي $5\,\mu m$، يكون بناء مثل هذه المرآيا ذات الانعكاس الانتقائي، صعباً. واما في وسط وفي عمق المنطقة تحت الحمراء، فعادة يستخدم مرآيا مغطاة

بالذهب وذات انعكاسية تامة ، يتخللها من المركز ، ثقب صغير ليسمح بالاشعة المنبعثة لكيا تنبعث من خلاله . وتعتبر النوعية البصرية الجيدة للمرآيا وضبطها الدقيق من المستلزمات الرئيسية لتشغيل الليزر الغازية .

وأما مصادر الطاقة المستخدمة في ليزرات التفريغ التوهجي ، مثل ليزر الهيليوم - نيون ، فهي مصادر بسيطة جداً . وبالحقيقة يمكن استخدام محولات علامة نيون ، مع شيء من الموازنة الجيدة . ومن الضروزي توليد فولتية اعلى بكثير من الهبوط بالفولتية عَبْرَ الانبوبة ، والسبب في ذلك هو امتلاك التفريغ الكهربائي مميزات مقاومة سالبة ، وهنا يجب موازنة الدائرة الكهربائية عن طريق ربط مقاومة كبح على التوالي مع الانبوبة . ويجب على مصدر الطاقة ان يزود فولتية تتراوح مابين 1500V و 3000V ليعوض الهبوط عبر مقاومة الكبح ، التي كثيراً ماتتراوح قيمتها من 50 الى 100 kΩ . وتكون التيارات الكهربائية مابين 5 و 25mA ، كافية لاغلب انواع الليزرات الذرية .

واما بالنسبة لليزرات الايونية ، فتختلف مستلزمات مصادر الطاقة اختلافاً كلياً ، والسبب هو كون هذه الليزرات عبارة عن اجهزة ذات ممانعة واطئة وتيار عالٍ . فمثلاً ، تشتغل ليزر الاركون الايونية النموذجية بكثافة تيار تفريغ يساوي $300 A/cm^2$ ، وهذا يعني بانه يلزمنا تيار تتراوح قيمته من 10 الى 50A لتشغيل انبوبة تفريغ ذات حجم مناسب . واما الفولتية اللازمة فتكون بحدود 200 الى 400V . ويعتمد تصميم مصدر الطاقة على عدة متغيرات . والعامل الاكثر اهمية هو طبيعة التشغيل الليزري ، واعني ان يكون نبضياً ام مستمراً . ومابعد هذا السؤال ، يجب ان نأخذ بنظر الاعتبار ممانعة التفريغ الكهربائي ، الذي يعتمد على أبعاد الليزر وعلى تركيب الغاز المستخدم .

وتشتغل الليزرات الجزيئية بالتفريغ التوهجي . واشهرها ، الليزرات القديرة صغيرة الحجم من ثاني اوكسيد الكاربون التي تشتغل بتيار تفريغ يتراوح من 5 الى 30mA ، وبهبوط جهد على مدى التفريغ يتراوح مابين 5 و 10kV . وهنا يجب على مصدر الطاقة ان يعمل على تزويد 15kV على اقل تقدير ، والسبب هو ضرورة ربط مقاومة كبح ضخمة على التوالي مع انبوبة التفريغ .

ويشتمل تصميم الليزرات الايونية والجزيئية على الكثير من الصعوبات التقنية التي تنتج من التحميل القاسي للمركبات ، كنتيجة للاجهادات الحرارية ، وكنتيجة

لتآكل الانبوبة بوساطة الجسيمات سريعة الحركة ، والرش عند الاقطاب ، والاخطار الناتجة عن التيارات او الفولتيات العالية . ومع كون الليزرات الذرية غير مؤذية نسبياً ، تكون الليزرات الايونية والجزيئية خطرة جداً بسبب مخاطرها الكهربائية والحرائقية (النارية) .

9.6 ليزرات الغاز المتهيجة بصرياً Optically pumped gas lasers

يعتبر موضوع اثارة الليزر الغازية بالتشعيع ذات اهمية تاريخية . ومبدئياً ، تعتبر هذه الطريقة من ابسط الطرق في احراز الشعبية المعكوسة في منظومات الثلاثة والاربعة مستويات . وكما اوضحنا سابقاً حين تعلق الامر بالليزرات الصلبة ، يعتمد نجاح مثل هذا المخطط والى مدى بعيد ، على توفر المصدر الاشعاعي الذي له القابلية على اثارة الذرات انتقائياً اما للمستوى البدئي الليزري او لمستوى اخر تضمحل منه بعدئذ الذرات آنياً الى المستوى البدئي الليزري . ويجب ان يكون المعدل الزمني لحدوث عملية الاثارة ذات سرعة كافية لكيما تتنافس مع العمليات الاخرى التي تحدث في الوقت نفسه . وبناء عليه ، سنحتاج الى مصدر اشعاعي قدير ، ينسجم مع المستلزمات الانتقائية للمنظومة الفعالة .

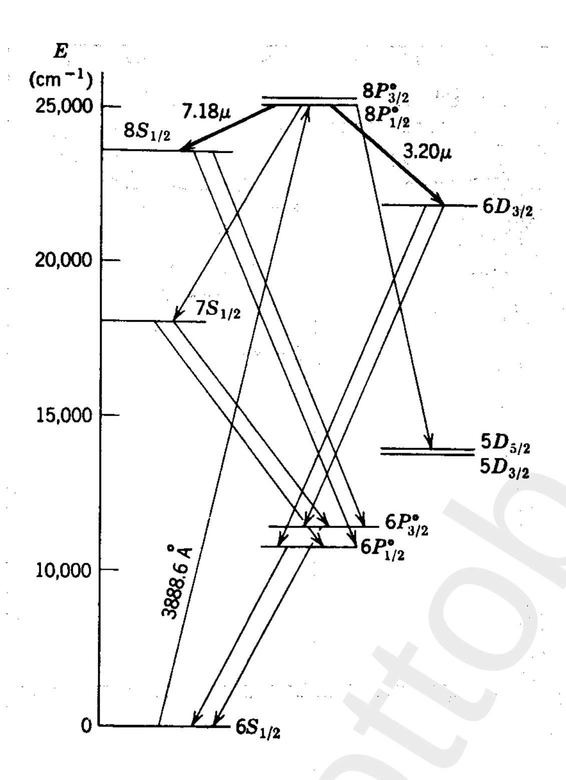
وقد اقترح في البحث المشهور للباحثين Schawlow و Townes [10] عام 1958 ، بأنه يمكن تهييج الليزرات الغازية بتشعيعها من مصباح طيفي باستخدام الخط الطيفي للغاز نفسه او خط طيفي من غاز اخر . وقد ذهبت الكثير من التأملات والتجارب لاستحداث ليزر من بخار القلويات alkali vapor laser ، تثار باحد خطوطها الطيفية . الا انه لم يحرز اي نجاح في هذا المجال ، ولم يكن من المرجح ابداً بأن مثل هذا المخطط سينتج شعبية معكوسة كافية لكيما يتم صناعة ليزر ذات طول معقول . ولكن الاثارة باستخدام خط قوي مطابق من عنصر آخر ، ادت الى نجاح التجربة في عنصر السيزيوم Cs بعد جهد عظيم من العمل ، حيث تبين بعد ماتأملنا فيه بأنه لايتناسب مع ماحققناه من نتيجة . اما كون الموضوع مهماً من الناحية التاريخية ، فلأنه قد تم بالتقدير ، اشتقاق مخطط اثارة ليزر السيزيوم بوساطة الخط الطيفي للهيليوم نظرياً . ولان التفاصيل ذات الصلة بالانتقالات قد تم استكشافها في المقدمة ، واعني ، قبل المباشرة ببناء ليزر بخار السيزيوم عملياً ومعرفة البطىء والصعوبة الناتجة عنه .

لقد بدأ تاريخ هذه الليزر عام 1930 ، عندما اظهر الباحث Boeckner عملياً ، امكانية اثارة تفلورية السيزيوم وذلك بتشعيع السيزيوم بالخط الطيفي 3888Å للهيليوم ، الذي يتطابق بصورة كاملة تقريباً مع الخط الطيفي للسيزيوم . وفي سلسلة من التجارب التي اجريت في الاتحاد السوفيتي عام 1957 ، بحث العالمان Butayeva و Fabrikant في الشعبية المعكوسة للسيزيوم مرتبطة مع انتقالات في المنطقة المرئية . الا ان النتائج كانت غير حاسمة . ولكن التركيب المعقد لتفلور السيزيوم قد تمت دراسته بالتفصيل من قبل الباحث Townes وتلاميذه في جامعة كولومبيا [11] . واستنتجوا بان الشروط كانت صحيحة للحصول على تذبذبات ليزرية عند الاطوال الموجية 3.20 و $7.18\,\mu m$. وبعد انجاز سلسلة من القياسات الاضافية والتغلب على صعوبات تقنية بالغة الاهمية تتعلق بحصر بخار السيزيوم الفعال جداً عند درجة الحرارة 175°C ، وتتعلق بالتشعيع عن طريق انبوبة تفريغ He قديرة وكذلك بضبط وتنظيم النظام البصري ، شاهد الباحثون Rabinowitz و Jacobs و Gould [12] ، الفعالية الليزرية عند الترددات المتوقعة . ويبين الشكل 9.12 ، مستويات الطاقة والانتقالات المتضمنة في هذه الفعالية الليزرية . وان المشكلة الرئيسية المرتبطة بهذه الليزر ، لاتنحصر في قابلية توفير القدرة من مصباح الهيليوم ، بل يوجد عدد من العمليات المتضمنة التي يجب فحصها (وقد فحصت) وذلك لان المعدلات الزمنية لحدوثها ، تؤثر على الشعبية المعكوسة في أي الاثنين من الانتقالين ، الانتقال $8P^{o}_{1/2} \rightarrow 6D_{3/2}$ أو الانتقال $8P^{o}_{1/2} \rightarrow 8S_{1/2}$. ولربما لاتحدث الانتقالات من المستوى البدئي والى كل من المستويات 7S و 5D بصورة سريعة جداً ، ولذلك يجب ان يكون تصريف المستويات الحدية سريعاً بصورة كافية لكيما يتحقق تصريف هذه المستويات . ولحسن الحظ ، تحققت كل هذه الشروط وتم تشغيل ليزر السيزيوم .

وقد تم فحص العديد من المخططات الاخرى التي تستند على تطابق الخطوط الطيفية في اوائل الستينات ولكن هجرت في آخر الامر . ويمكن ايجاد الملخص الوصفي لهذه المخططات في المقالة الاستعراضية للباحث Patei [3] .

9.7 مطيافية الغازات النبيلة — Spectroscopy of the noble gases

تُعد الغازات النبيلة مثل الهيليوم والنيون والاركون والكريبتون والزينون ، مواد ملائمة في تقنية الليزر الغازية . وهذه الغازات لاتستخدم فقط كمواد اولية

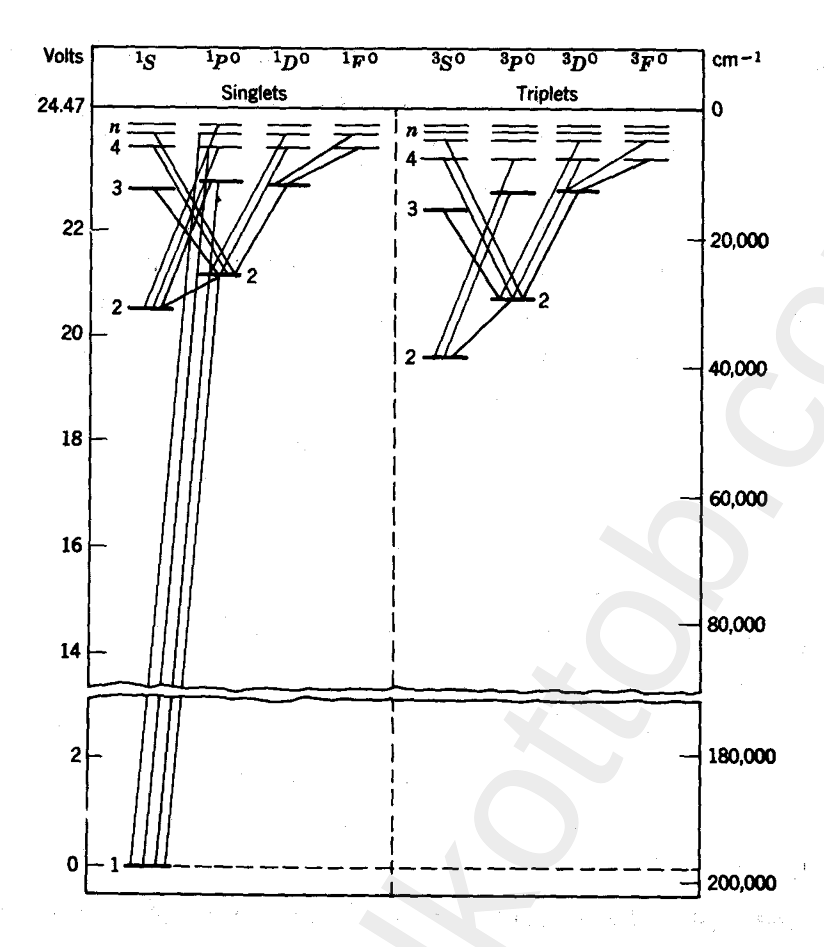


شكل 9.12 مستويات الطاقة والانتقالات للسيزيوم المشارك في دورة تفلور الليزرات المتهيجة بصرياً .

فعالة حيث تنتج انتقالاتها ضوء متلاحم ، بل كثيراً ماتدمج في الليزرات كمواد مساعدة ، لتساهم في دورة الاثارة excitation cycle . وعلى الرغم من امكانية بناء وتشغيل جهاز ليزري مع معرفة قليلة بعلم الطيف ، نجد بانه ليس بالامكان فهم العمليات التي تحدث ضمن الليزر مالم نوجه اهتمامنا الى تركيب مستويات طاقة العناصر المتضمنة . وان الغرض من هذا المقطع ، تزويدنا بتوجيه يتعلق بالغازات النبيلة ، وبصورة اساسية ، الهيليوم والنيون مع ادخال المصطلحات المستخدمة لمستويات طاقة هذه الغازات .

تمتلك ذرة الهيليوم الكاملة الكترونين فقط . والشكل 9.13 ، يوضح مستويات طاقتها . واما ثوابت الحركة للذرة فهي ، الزخم الزاوي الكلي J والزخم الزاوي المداري الكلي L والزخم الزاوي الكلي للف الذاتي S . وتكون حالة الهمود لهذه الذرة هي الحالة $1s^2\ ^1S_0$. ويسبب إثارة الكترون واحد من الكتروناتها الى انتاج ترمات terms من النوع

1s2s, 1s2p, 1s3s, 1s3p, 1s3d,.........



شكل 9.13 رسم تخطيطي لمستويات طاقة الهيليوم . الخطوط المائلة تمثل الانتقالات النموذجية المسموح بها . المقياس على الجهة اليسرى بدلالة الالكترون فولت ، مقاساً من حالة الممود ؛ المقياس على الجهة اليمنى بدلالة الارقام الموجية مقاساً من مستوى التأين .

وعندما يُصَّف البرم الذاتي (اللف الذاتي spin) للالكترونات بحيث يعاكس الواحد للآخر ، ينتج عن ذلك حالات احادية singlets : S=O . وعندما تُصَّف متوازية مع بعضها البعض ، تكون الحالات الناتجة هي حالات ثلاثية triplets : S=1 . وتكون انتقالات ثنائي القطب الكهربائي غير مسموح بها فيما بين المستويات الاحادية والثلاثية ، وبناء عليه ، يكون بالامكان عملياً استعراض المستويات الإحادية والثلاثية بصورة منفصلة . وهذا مافعلناه في الشكل 9.13 ، الذي يظهر ايضاً الانتقالات الحادثة فيما بين المستويات الدنيا والمسموح بها حسب القوانين الانتقائية . ولايوجد اي مفر سفلي downward escape من الحالات

$2s^1S$ و $2s^3S$ ؛ لان هذه الحالاتَ هي حالات شبه مستقرة . ويعتبر تجمع ذرات الهيليوم في هذه الحالات الشبه مستقرة ، عامل ضرورياً في آليات العديد من الليزرات . وقد تم اكتشاف اطياف الهيليوم ، كما اعطيت الاسماء لكثير من مستويات طاقتها قبل ظهور النظرية الكمية ، او بعبارة اخرىٰ ، قبل امكانية تطبيق النظرية الكمية بصورة ناجحة على الذرات المعقدة . وتعرف هذه الاسماء برموز باشن paschen symbols ؛ وهي مازالت مفضلة من قبل العديد من المؤلفين لبساطتها وبسبب استخدامها من قبل المؤلفين الاولين . وهذه الرموز هي عبارة عن اسماء فقط ، ومع ذلك ، فهي كثيراً ماتشبه رموز الميكانيك الكمي . واما الوصف المنسق لمستويات طاقة الغازات النادرة rare gases ، فقد انجز عن طريق استخدام رموز اكثر عصرية وتدعىٰ Racah symbols . وهي تبين ثوابت الحركة التي تميز مستويات الطاقة المستقرة .

إن الميزة المشتركة في التركيب الالكتروني للغازات النبيلة ، النيون والاركون والكريبتون والزينون ، تكمن في كون الغلافات العلوية p ، مملوءة ، ولايوجد اي الكترون خارج هذه الاغلفة shells عندما تكون الذرة في حالة الهمود .

وبما ان الاغلفة p تحوي على ستة الكترونات ، فسينتهي الرمز الدليلي للتوزيع الالكتروني لهذه العناصر بجاميع المستويات $2p^6$ و $3p^6$ و $4p^6$ و $5p^6$ ، على التوالي . ويكون كل من الزخم الزاوي الكلي J والزخم الزاوي الكلي المداري L والزخم الزاوي الكلي للبرم الذاتي S لمثل هذا التوزيع الغلافي المغلق ، صفراً للجميع . واذا ماتهيجت الذرة ، يتحرك واحد من الالكترونات الى خارج هذا الغلاف المغلق ، تاركاً وراءه لب core بخمسة الكترونات من نوع p . وهكذا ، وفي حالة النيون ، تظهر التوزيعات المتهيجة من النوع $2p^5 3s$ و $2p^5 3p$ و $2p^5 3d$ و $2p^5 4s$ ، والى اخره .*

وسوف يكون اهتمامنا في الحالات المتهيجة للنيون والغازات النبيلة الاثقل التي يكون قد ازيل منها الكترون واحد من الغلاف p الكامل . واللب بخمسة الكترونات سيمتلك زخماً زاوياً مدارياً وزخماً زاوياً للبرم الذاتي مساوياً ومعاكساً لما

* حذفت رموز الاغلفة الكاملة $1s^2 2s^2$ ، التي يجب ان تسبق منطقيا الرمز $2p^5$.

كان يملكه الالكترون المفقود قبل ازالته . وهذا يعني ، ان الرقم الكمي للزخم الزاوي المداري بالنسبة لللب هو $L = 1$ والرقم الكمي للبرم الذاتي هو $S = \frac{1}{2}$. وتقترن هذه الزخوم ، اما بصورة متوازية او بصورة متعاكسة ، لتعطي الرقم الكمي للزخم الزاوي الكلي للب $J_c = \frac{3}{2}$ او $J_c = \frac{1}{2}$.

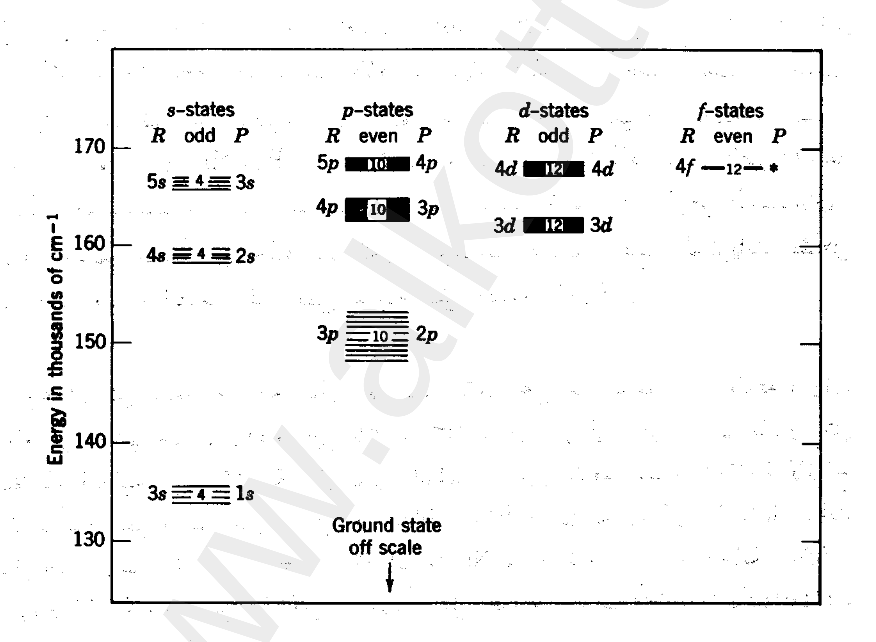
ولايرتبط الالكترون الخارجي لذرة متهيجة من غاز نبيل مع الكترونات اللب حسب قوانين الربط L-S او قوانين الربط لروسل ـ ساندروز ، والموضحة في المقطع 1.6 . وتجري الافعال المتبادلة ، استناداً الى احسن تقريب ، بارتباط الزخم الزاوي المداري I للالكترون الخارجي بالزخم الزاوي الكلي J_c للب . وبعد ذلك يرتبط المتجه الحاصل ، واعني $K = J + I$*، بالبرم الذاتي للالكترون الخارجي ليعطي الزخم الزاوي الكلي ذات القيم المطلقة $K \pm \frac{1}{2}$. ويدعى مثل هذا الربط ، بالربط الزوجي pair coupling . ويستدل على ترمات الذرة التي يسود فيها الربط الزوجي ، برموز راكاه Racah ، والتي تتكون من رمز توزيع الالكترون الخارجي يليه الرمز [K] . ويمكن تبيان هذه الرموز بالامثلة ، وذلك بوساطة الحالات المتهيجة الاولى للنيون . $3s[\frac{3}{2}]$ و $3s'[\frac{1}{2}]$. وقد توصلنا اليها كما يلي : لانستخدم شارحة على الرمز الحرفي عندما يكون الزخم الزاوي المداري للب والبرم الذاتي متوازيين ، واعني ، عندما يكون $J_c = \frac{3}{2}$. وعندما يكونون متعاكسين ، واعني ، $J_c = \frac{1}{2}$ ، نستخدم الشارحة المذكورة . وبما ان الزخم الزاوي للالكترون 3s هو صفراً ، فسيكون في الحالة الاولى $K = \frac{3}{2}$ وفي الحالة الثانية $K = \frac{1}{2}$. ويمكن الحصول على الزخم الزاوي الكلي J للذرة ، باضافة (اتجاهياً) البرم الذاتي للالكترون 3s الى K . وهكذا ، ستكون الاحتماليات هي $J = 1$ او $J = O$. وكثيراً ماتكتب هذه القيم من J ، كرموز دليلية سفلية ؛ وبالتالي ستكون رموز الحالات المتهيجة الدنيا الاربعة للنيون هي $3s[\frac{3}{2}]_2$ و $3s[\frac{3}{2}]_1$ و $3s'[\frac{1}{2}]_0$ و $3s'[\frac{1}{2}]_1$. وبامكان القارىء ان يقتنع بأن التوزيعات $3p[K]$ مع ($J_c = \frac{3}{2}$) للنيون ممكنة للقيم $K = \frac{1}{2}$ و $\frac{3}{2}$ و $\frac{5}{2}$ ، بينما التوزيعات $3p'[K]$ مع ($J_c = \frac{1}{2}$)، تسمح فقط بالقيمتين $K = \frac{1}{2}$ و $\frac{3}{2}$. وبما ان البرم الذاتي للالكترون الخارجي ، يسمح باتجاهين لكل مدار ، فاننا نحصل بذلك على مجموع عشر حالات للنوع 3p .

---

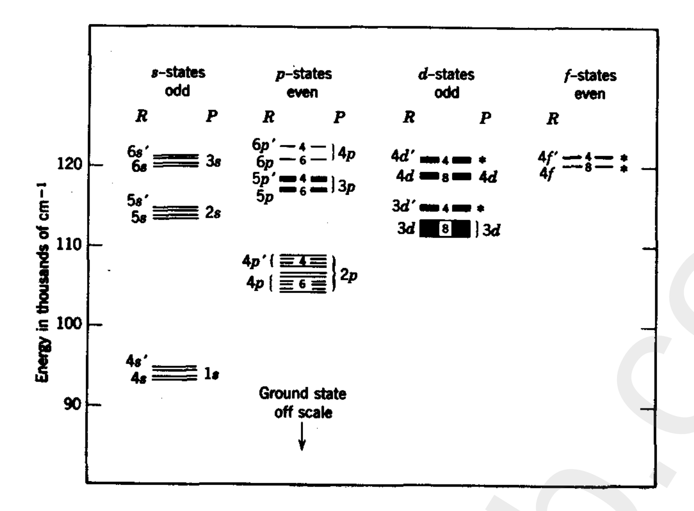
* تستخدم الحروف الثخينة لتمييز المتجة (K) من قيمته المطلقة (K) .

إن رموز راكاه Racah معقدة على نحو لايمكن إنكاره ، ولكنها على كل حال ، تصف الوضع الفيزيائي ، او على الاقل تزودنا بنموذج مفهوم . ولسوء الحظ ، ان اغلب الرموز المستخدمة ، وعلى الاقل بالنسبة للنيون ، هي رموز باشن ، التي هي ببساطة ، عبارة عن نظام من رموز مختصرة . وعلى الرغم من استخدام هذا النظام للحروف s و p و d ، الا اننا لانقدر ان نستدل بأمان على ان رمز باشن مع الحرف s يدل دائماً الى الالكترون الخارجي في مدار من النوع s . ولذلك يجب ان نعامل رموز باشن كاسماء اختيارية تعطى الى المستويات . ولايجاد اي من النماذج الميكانيكية الكمية تمثل المستوى ، يجب علينا مراجعة قائمة هذه الرموز ، التي تربط الرموز بالنموذج المقترح . ويمكن الرجوع الى جداول الباحث Moore لمستويات الطاقة الذرية ، حيث تحوي على المعلومات الضرورية .

وبقصد التوجيه ، نشمل هنا جدولاً لادنى المستويات المتهيجة في النيون Ne (الشكل 9.14) وجدول مشابه آخر للاركون Ar ، باعتباره ممثل عن الغازات النبيلة الثقيلة (الشكل 9.15) .



شكل 9.14 جدول لأدنى الحالات المتهيجة لذرات Ne . رموز باشن على اليمين ، والتوزيع الالكتروني لرموز راكاه على اليسار ، واما عدد الترمات فموجود في المركز . (*هذه الاشارة تعني بأن بعض ترمات هذه المجموعة تمتلك رموز باشن من نوع خاص .)



شكل 9.15 جدول لادنى الحالات المتهيجة لذرات Ar . رموز باشن على اليمين ، والتوزيع الالكتروني لرموز راكاه على اليسار ، واما عدد الترمات فموجود في المركز . (* هذه الاشارة تدل على الرموز المتنوعة او المرتجلة .)

ويؤثر تغيير الزخم الزاوي للقلب (اللب Core) من $J_c = \frac{1}{2}$ الى $J_c = \frac{3}{2}$ ، تأثيراً صغيراً نسبياً على طاقة مستويات النيون . ولهذا السبب ، لم تظهر المستويات المختلفة فقط بالقيمة J_c ، منفصلة على جدول النيون ، وكذلك حذفت الشارحات من رموز Racah . واما البعد بين مستويات الطاقة ذات القيم المختلفة في J_c ، فانه يزداد تدريجياً مع زيادة الرقم الذري وهذا موضح سابقاً في حالة الاركون ، وكذلك عملية وضع المستويات بشكل مجموعات حسب القيمة J_c ، فهي مبينة على جدول الاركون .

ويحوي كل عمود من الجداول على عدد لامتناهي من مستويات الطاقة ؛ وان ارقام توزيعاتهم حسب راكاه هي ns و np و np' والى اخره . كما تؤدي كل السلاسل الخالية من الشارحة الى نفس الغاية ، وهي طاقة التأين اللازمة لانتاج ذرة متأينة مفردة من غاز نبيل في الحالة $^2P^o_{3/2}$ ؛ كما تؤدي كل السلاسل ذات الشارحة الى غاية اخرى ، وهي طاقة التأين اللازمة لانتاج ايون في الحالة $^2P^o_{1/2}$. * والطاقة الاخيرة هي الاكبر (اعتماداً على قوانين هاند (Hund's rules) ، ويزداد الفرق بالطاقة مع زيادة العدد الذري .

*يدل الرمز الدليلي العلوي o ، على ترم term ذات تكافؤ فردي odd parity .

ويحوي الجدول 9.1 في الاسفل وفي الصفحة التالية ، على قيم عددية لاربعة واربعين مستوى من مستويات النيون تشمل المجاميع 3s و 45 و 5s و 3p و 4p و 3d (Racah) . وقد عللت الانتقالات التي تحدث مابين هذه المستويات ، اغلبية الخطوط الليزرية للنيون . كما ويختص مستوى الهمود بالطاقة صفر . وكثيراً مايتم ترتيب الجداول من اسفل مستوى التأين E_∞ ، وهذا النظام موضح بوساطة المقياس على الجهة اليمنى من الشكل 9.13 . حيث ان المواد المدرجة في مثل هكذا جداول هي $E_\infty - E_n$ ؛ وتدعى بقيم الترمات term values . وبالنسبة للنيون ، تكون قيمة E_∞ هي $173,931.7\ cm^{-1}$. وتمثل مستويات النيون المتضمنة في جدولنا القصير ، جزءاً من مستويات النيون الموجودة في جداول Moore [13] . ومن المهم ان نلاحظ بأن ادنى المستويات المتهيجة للنيون هي اكثر من $134,000\ cm^{-1}$ فوق مستوى الهمود . ولنقارن هذه القيمة مع المستويات المتهيجة الاولى للايونات التي تلعب دورها في ليزرات الحالة الصلبة .

ويمكننا استخلاص بعض الاستنتاجات حول احتماليات الانتقالات الاشعاعية مابين المستويات المدرجة في الجداول وبمساعدة القوانين الانتقائية والارقام الكمية المدرجة في الجداول . وتعتبر الحسابات الفعلية للمعدلات الزمنية الانتقالية بالنسبة للانتقالات المسموح بها ، مهمة معقدة جداً . فهي تحتاج الى معرفة قريبة للدوال الموجية المميزة للحالات . وهذه الحسابات ، واعني حساب المعدلات الزمنية للانتقالات وشدة الخطوط الطيفية والخواص المتعلقة الاخرى للغازات النبيلة ، موصوفة في المراجع [15,14] . وان اكثر مايتعلق بالمعدلات الزمنية الانتقالية هي المعدلات الزمنية لاضمحلال الحالات . وهذه يمكن تحديدها عملياً تحت ظروف مشابهة لتلك الظروف التي وجدت في الليزر . وعلى الرغم من كونها تمثل معلومات من النوع الهندسي ، لكنها تمتلك معاني فيزيائية معينة . ويمثل المعدل الزمني لاضمحلال اية حالة ، مجموع المعدلات الزمنية للانتقالات ، الاشعاعية او غيرها ، الى كل المستويات الدنيا [16] .

ويختلف طيف الايون تماماً عن طيف الذرة الكاملة (المتعادلة) ، التي يشتق منها الايون . ومع ذلك ، يوجد الكثير من التشابه بين اطياف الذرات والايونات التي تحوي على اعداد متشابهة من الالكترونات ؛ وتدعى مثل هذه التراكيب بالتراكيب متساوية الكترونات التكافؤ isoelectronic . ومثالاً لذلك ، تكون ذرة الاوكسجين وذرة الفلورين المتأينة بالكترون واحد وذرة النيون المتأينة بالكترونين ، سلسلة من التراكيب متساوية الكترونات التكافؤ . وقد جرت العادة في علم الطيف

جدول 9.1

مستويات طاقة النيون NeI (نقلاً عن مستويات الطاقة الذرية لمور Moore)

Paschen	Racah	J	Energy Level (cm^{-1})
Ground	$2p^{6\,1}S$	0	0
$1s_5$	$3s[\frac{3}{2}]^o$	2	134 043.8
$1s_4$	$3s[\frac{3}{2}]^o$	1	134 461.2
$1s_3$	$3s'[\frac{1}{2}]^o$	0	134 820.6
$1s_2$	$3s'[\frac{1}{2}]^o$	1	135 890.7
$2p_{10}$	$3p[\frac{1}{2}]$	1	148 259.7
$2p_9$	$3p[\frac{5}{2}]$	3	149 659.0
$2p_8$	$3p[\frac{5}{2}]$	2	149 826.2
$2p_7$	$3p[\frac{3}{2}]$	1	150 123.6
$2p_6$	$3p[\frac{3}{2}]$	2	150 317.8
$2p_5$	$3p'[\frac{3}{2}]$	1	150 774.1
$2p_4$	$3p'[\frac{3}{2}]$	2	150 860.5
$2p_3$	$3p[\frac{1}{2}]$	0	150 919.4
$2p_2$	$3p'[\frac{1}{2}]$	1	151 040.4
$2p_1$	$3p'[\frac{1}{2}]$	0	152 972.7
$2s_5$	$4s[\frac{3}{2}]^o$	2	158 603.1
$2s_4$	$4s[\frac{3}{2}]^o$	1	158 798.0
$2s_3$	$4s'[\frac{1}{2}]^o$	0	159 381.9
$2s_2$	$4s'[\frac{1}{2}]^o$	1	159 536.6
$3d_6$	$3d[\frac{1}{2}]^o$	0	161 511.6
$3d_5$	$3d[\frac{1}{2}]^o$	1	161 526.1
$3d_4'$	$3d[\frac{7}{2}]^o$	4	161 592.3
$3d_4$	$3d[\frac{7}{2}]^o$	3	161 594.1
$3d_3$	$3d[\frac{3}{2}]^o$	2	161 609.2
$3d_2$	$3d[\frac{3}{2}]^o$	1	161 638.6
$3d_1''$	$3d[\frac{5}{2}]^o$	2	161 701.6
$3d_1'$	$3d[\frac{5}{2}]^o$	3	161 703.4
$3s_1''''$	$3d'[\frac{5}{2}]^o$	2	162 410.6
$3s_1'''$	$3d'[\frac{5}{2}]^o$	3	162 412.1
$3s_1''$	$3d'[\frac{3}{2}]^o$	2	162 421.9
$3s_1'$	$3d'[\frac{3}{2}]^o$	1	162 437.6
$3p_{10}$	$4p[\frac{1}{2}]$	1	162 519.9
$3p_9$	$4p[\frac{5}{2}]$	3	162 832.7
$3p_8$	$4p[\frac{5}{2}]$	2	162 901.1
$3p_7$	$4p[\frac{3}{2}]$	1	163 014.6
$3p_6$	$4p[\frac{3}{2}]$	2	163 040.3
$3p_3$	$4p[\frac{1}{2}]$	0	163 403.3
$3p_5$	$4p'[\frac{3}{2}]$	1	163 659.2
$3p_2$	$4p'[\frac{1}{2}]$	1	163 709.7
$3p_4$	$4p'[\frac{3}{2}]$	2	163 710.6
$3p_1$	$4p'[\frac{1}{2}]$	0	164 287.9
$3s_5$	$5s[\frac{3}{2}]^o$	2	165 830.1
$3s_4$	$5s[\frac{3}{2}]^o$	1	165 914.8
$3s_3$	$5s'[\frac{1}{2}]^o$	0	166 608.3
$3s_2$	$5s'[\frac{1}{2}]^o$	1	166 658.5

على التمييز مابين اطياف ذرة وايوناتها المختلفة بالاسلوب التالي : يتم تزويد طيف الذرة المتعادلة بالرقم الروماني I وطيف الذرة المتأينة بالكترون واحد بالرقم II ، وهكذا الى آخره . والى هذا الحد نكون قد ناقشنا فيما مضى، تراكيب مستويات الطاقة للعناصر Ne I و Ar I والى آخره .

واما الصفات الرئيسية لتركيب مستويات طاقة الغازات النبيلة المتأينة بالكترون واحد ، فموضحة بالمثال Ne II . حيث ان توزيع حالة الهمود للنيون Ne II هو $1s^2 2s^2 2p^5$. واما التوزيعات المتهيجة فتحصل بترقية احد الالكترونات من النوع $2p$ الى مدار اعلى ، ولنقل $3s$ او $3p$ او $3d$ والى آخره ، او بصورة استثنائية ، نحصل على التوزيعات المتهيجة عن طريق ترقية احد الالكترونات من النوع $2s$ لنحصل على التوزيع $1s^2 2s 2p^6$. وعند ترك الوضع الاستثنائي جانباً ، سيتكون Ne II من لب ذات توزيع الكتروني $1s^2 2s^2 2p^4$ ومن الكترون خارجي يمكن له التواجد في تشكيلة مختلفة من المدارات مع امتلاكه لرقم كمي رئيسي هو على الاقل 3 . وفي حالة الاركون Ar II ، يمتلك اللب ، التوزيع $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^4$ والكترون خارجي يمكن له التواجد اما في المدار $3d$ او في المدار الذي يكون رقمه الكمي الرئيسي هو على الاقل 4 . وتعتبر الهالوجينات من التراكيب متساوية الكترونات التكافؤ مع الغازات النبيلة المتأينة بالكترون واحد ؛ ولذلك ماذكرناه حول Ne II و Ar II ، ينطبق ايضاً على الذرات F I و Cl I ، على التوالي .

وفي الذرات التي تكون قد خسرت الكترونين من لبها ، سيكون البرم الذاتي للب هو 0 او 1 . وعندما يقترن هذا البرم الذاتي مع البرم الذاتي للالكترون الخارجي ، ستأخذ عندئذ محصلة ترتيب البرم الذاتي S ، القيمة $\frac{1}{2}$ او $\frac{3}{2}$. وبناء على ذلك ، سيتكون مخطط مستويات الطاقة من ترمات ثنائية doublets $S = \frac{1}{2}$ ، ومن ترمات رباعية quartets $S = \frac{3}{2}$. (ان الانتقالات مابين الترمات ذات البرم الذاتي المختلف ، ليست معدومة نهائياً والسبب في هذا يعود الى ان مخطط روسل ـ ساندروز لاينطبق بصورة كاملة .) وان ازالة الكترون واحد من النوع p ، سيترك اللب نفسه في حالات مختلفة عديدة ، تكون اما احادية او ثلاثية . وسيؤدي تطبيق مبدأ باولي Pauli ، الى الاستنتاج بأن الترمات الممكنة هي ^3P و ^1D و ^1S . وستقترن ادنى طاقة بترم اللب ^3P . وبالنسبة للنيون Ne II ، الذي يمتلك ادنى طاقة لب مع الكترون خارجي في المدار الادنى s ، سيكون شكل الترم هو $3s\,^4P$. والترم الآخر ، مع الكترون خارجي

ذات برم ذاتي معكوس ، سيكون شكله $3s\ ^2P$. ويسمح الترم الاول بالقيم $J = \frac{5}{2}$ و $\frac{3}{2}$ و $\frac{1}{2}$ ، اما الترم الثاني فيسمح فقط بالقيم $\frac{3}{2} = J$ و $\frac{1}{2}$. وعندما يكون اللب في الحالة الدنيا التالية (^1D) ، عندئذ يجب تزويد الرمز الالكتروني بالشارحة ؛ وهكذا يمكن الحصول على ترم يكون بالشكل $3s'\ ^2D$. واما وجود الشارحتين على الرمز الالكتروني فيدل هذا على اللب ^1S .

وعند محاولتنا ترتيب مستويات طاقة الذرات ، يجب ان نتذكر بأن مخطط ربط روسل ـساندروز ، ومثله باقي مخططات الربط ، تمثل فقط تقريبات ، لانها لاتمتلك مشروعية شاملة . ومع زيادة العدد الذري ، تقل مقادير القوى المسؤولة عن ربط روسل ـ ساندروز مقارنة بالقوى الاخرى . وحتى ضمن العنصر الواحد ، تكون نسب هذه القوى مختلفة بالنسبة لالكترون يدور قرب النواة وتلك الالكترونات ذات المدارات البعيدة . واما بالنسبة للعناصر الثقيلة وبالنسبة للالكترونات الخارجية ذات الارقام الكمية الضخمة من n و l ، فان نوعية الربط فيها تقترب من نوعية الربط الزوجي .

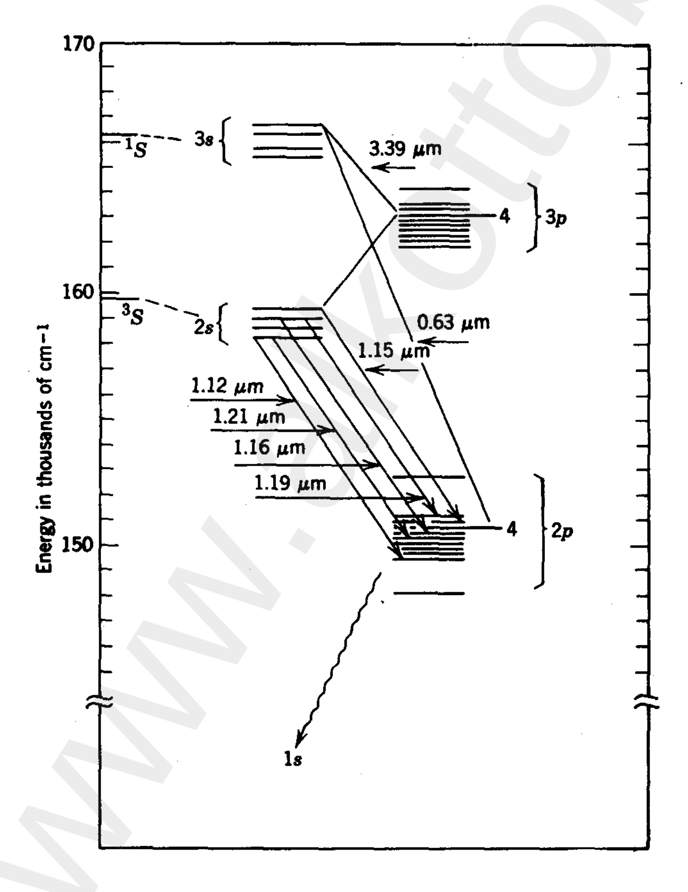
والخطوط الطيفية ، اي كان مصدرها من الانبعاث الآني او المستحث ، يمكن اعطاؤها تخصيصاً انتقالياً فيما بين الترمات المدرجة في جداول الطاقة الذرية ، فيما اذا كانت الجداول المذكورة كاملة . ومع اتساع مطيافية الانبعاث المستحث الى داخل منطقة تحت الحمراء ، لوحظ بين الحين والآخر خطوط طيفية تنتج عن انتقالات تحدث فيما بين مستويات لم تدرج في الجداول الى حد الان .

9.8 ليزرات الهيليوم ـ نيون — Helium-neon lasers

تُعد ليزرات النيون التي يعتمد تشغيلها على النقل الرنيني للاثارة من غاز الهيليوم ، من احسن الليزرات الغازية المعروفة . وهي من اول الانواع التي اكتشفت ومن اوسع الليزرات بيعاً واستخداماً .

وتشتغل ليزرات الهيليوم ـ نيون في ثلاث مناطق طيفية متميزة : في المنطقة الحمراء عند 6328 Å ، وفي قرب منطقة تحت الحمراء حوالي $1.15\ \mu m$ ، وبعيداً في المنطقة تحت الحمراء عند الطول الموجي $3.39\ \mu m$. ويمكن شرح وايضاح الاصل والعلاقات المتبادلة لهذه الخطوط الليزرية بمساعدة الرسم التخطيطي الجزئي لمستويات الطاقة في الشكل 9.16 . حيث يظهر في هذا الشكل ، عدة

مجموعات من مستويات طاقة النيون مع مستويين شبه مستقرين للهيليوم : 2^1S و 2^3S . ويستدل على مجاميع مستويات النيون بوساطة رموز باشن ؛ وهذه المستويات نفسها يمكن ايجادها في جدول 9.1 . ويظهر في الشكل قرب المجاميع 2s و 3s من مستويات الهيليوم . ويمكن توضيح هذا الوضع من الناحية الكمية كما يلي : يقع مستوى الهيليوم 2^3S على ارتفاع $159,850\ cm^{-1}$ فوق حالة الهمود ؛ وتمتد مجموعة 2s من مستويات النيون من $158,600\ cm^{-1}$ الى $159,540\ cm^{-1}$. ويقع مستوى الهيليوم 2^1S على ارتفاع $166,272\ cm^{-1}$ ، بينما تمتد مجموعة النيون 3s من $165,830\ cm^{-1}$ الى $166,660\ cm^{-1}$. ويظهر كذلك الشكل 9.16 ، الخطوط الليزرية الرئيسية التي تحدث كنتيجة للشعبية المعكوسة الناتجة



شكل 9.16 مستويات طاقة الهيليوم ــ نيون واقوى الانتقالات الليزرية .

بانتقال الاثارة من الهيليوم الى النيون . وان اطوالها الموجية وارقامها الموجية مدرجة في الجدول 9.2 ، مع تأشير الانتقالات بنظامي رموز ، باشن وراكاه .

اكتشفت ليزرات الهيليوم - النيون اولاً في عام 1960 . ولاحظ الباحثون Javan و Bennett و Herriott [17] ، انبعاث مستحث في خمسة خطوط متقاربة في المنطقة قرب تحت الحمراء . وهذه هي الخطوط المرقمة من 2 الى 6 ، في الجدول 9.2 . مع العلم ان اقوى تذبذب يحدث في الخط رقم 3 عند الطول الموجي 1.1523 μm . وتحصل الانتقالات الاشعاعية المستحثة عن مجموعة مستويات 2s التي تقوي شعبيتها عن طريق نقل الاثارة من مستويات الهيليوم 2^3S . وبقيت هذه الليزرات لبعض الوقت بعد اكتشافها ، الوحيدة الموجودة من الليزرات الغازية . ويوجد في هذه الليزرات ثلاثين انتقال ، تسمح به القوانين الانتقائية بين المستويات الاربعة 2s والمستويات العشرة 2p . وقد شوهدت جميع هذه الانتقالات بالتتالي في الانبعاث المستحث ، ماعدا ثمانية منهم ، ولكن يسهل مشاهدة اكثرهم فيما اذا حجبت الخمسة السهلة من الخطوط التذبذبية ، وبدلالة الطول الموجي ، تمتد هذه الخطوط ، واعني $2s \rightarrow 2p$ ، من 0.89 الى 1.72 μm .

جدول 9.2

مختارات من الخطوط الليزرية للنيون

Line Number	λ_{air}, (μm)	σ, (cm^{-1})	Transition	
			Paschen	Racah
1	0.6328	15798.0	$3s_2-2p_4$	$5s'[\frac{1}{2}]^o_1-3p'[\frac{3}{2}]_2$
2	1.1177	8944.07	$2s_5-2p_9$	$4s[\frac{3}{2}]^o_2-3p[\frac{5}{2}]_3$
3	1.1523	8676.10	$2s_2-2p_4$	$4s'[\frac{1}{2}]^o_1-3p'[\frac{3}{2}]_2$
4	1.1614	8607.87	$2s_3-2p_5$	$4s'[\frac{1}{2}]^o_0-3p'[\frac{3}{2}]_1$
5	1.1985	8341.53	$2s_3-2p_2$	$4s'[\frac{1}{2}]^o_1-3p'[\frac{1}{2}]_1$
6	1.2066	8285.25	$2s_5-2p_6$	$4s[\frac{3}{2}]^o_2-3p[\frac{3}{2}]_2$
7	1.5231	6563.87	$2s_2-2p_1$	$4s'[\frac{1}{2}]^o_1-3p'[\frac{1}{2}]_0$
8	3.3913	2947.90	$3s_2-3p_4$	$5s'[\frac{1}{2}]^o_1-4p'[\frac{3}{2}]_2$

اكتشفت ليزر الهيليوم ـ النيون المرئية (الخط الطيفي 1) من قبل الباحثين White و Rigden [18] في عام 1962 . حيث تحصل الاشعة فيها من الانتقال $3s_2 \rightarrow 2p_4$ ؛ وتعزز شعبية المستوى العلوي بانتقال الاثارة من الحالة 2^1S للهيليوم . وتعد هذه الليزر من أكثر الليزرات ملائمة للاستخدام في التجارب العملية واغراض الضبط والتنظيم ؛ وتسوِّق العديد من الشركات مثل هذه الليزرات للاستعمال العام .

وليس من الدقة ان نشير الى الليزر ذات الطول الموجي 6328 Å ، بليزر النيون المرئية ، والسبب في ذلك هو امكانية انتاج التذبذبات الليزرية في خطوط النيون المرئية الاخرى . وما ان تزيد شعبية مستوى النيون $3s_2$ بصورة مكثفة ، عندئذ يمكننا اجبار حدوث الانتقالات الليزرية في عدد من المستويات $2p$ غير المستوى $2p_4$. ولكن ربح هذه الانتقالات يكون اقل منه عليه في الانتقال $3s_2 \rightarrow 2p_4$ ؛ ولذلك تستخدم انابيب تفريغ اطول مع مواشير تشتيت ، توضع في مسار الحزمة ضمن المرايا لتفصل الطول الموجي المعروف (المفضل) وتعزز تذبذباته ، وتحجب كل الاطوال الموجية الاخرى [19] . وتمتد هذه الخطوط المرئية غير العادية في ليزر النيون من الطول الموجي 0.59 والى 0.73 μm .

وبعد وقت قصير من اكتشاف ليزر الهيليوم ـ النيون المرئية ، لاحظ الباحثون Bloom و Bell و Rempel ، بان الاشعة تحت الحمراء ذات الطول الموجي الاكثر من 3 μm ، كثيراً ماتصاحب انبعاث الخط المرئي [20] . ويتداخل انبعاث هذه الاشعة التحت الحمراء مع تشغيل الليزر المرئية .

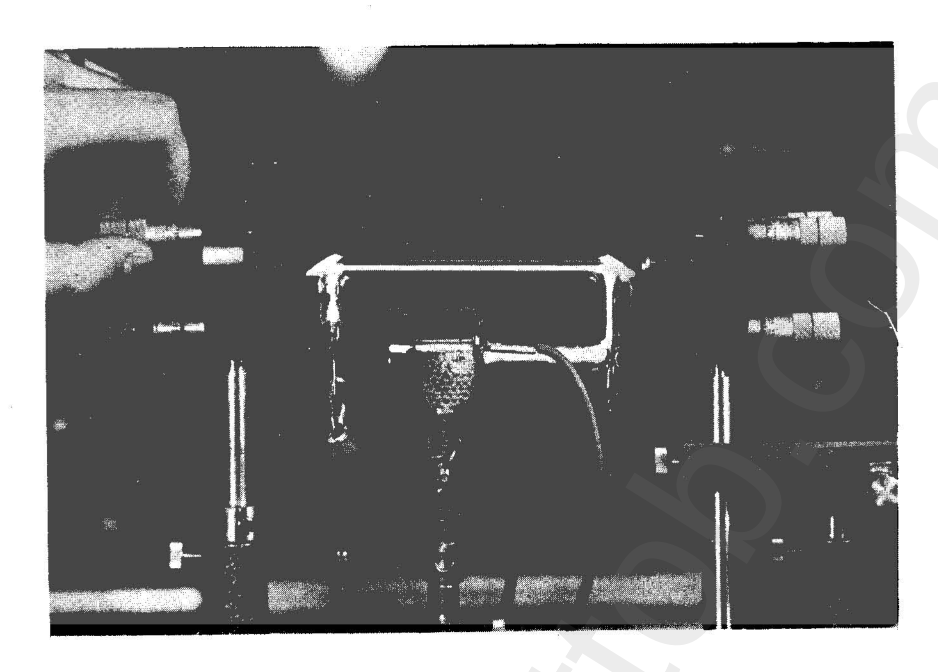
وان الانتقال المسؤول عن الاشعة التحت الحمراء ينبعث اصلاً من المستوى $3s_2$ ، وهو المستوى البدئي للاشعة المرئية . وينتهي الانتقال المذكور في المستوى الحدي $3p_4$ ، منتجاً بذلك اشعة بطول موجي 3.3913 μm (الخط 8) . وان هذا التشغيل الليزري عند الطول الموجي 3.39 μm ، لايستنزف فقط المستوى $3s_2$ ـ فيضر الشعبية المعكوسة اللازمة للليزر المرئية ـ بل يعمل ايضاً على زيادة شعبية المستوى $3p_4$ الى مافوق الاشباع وبهذا يمنح الامكانية لتعزيز الفعالية الليزرية المنبعثة من عند المستوى الاخير . وقد شوهدت فعلاً مثل هذه الليزرات المتعددة او التدريجية في عدة فروع خيارية من المجموعة الاولى 3s والى المجموعة الحدية 2p . ولكيا نزيد من استقرارية ليزرات الهيليوم ـ النيون المصممة لتشتغل عند الطول الموجي 6328 Å ، جرت العادة على كبت التذبذبات عند الطول

الموجي $3.39\,\mu m$ عن طريق اجهزة اضافية . وهذا سوف نناقشه فيما بعد بشيء من التفصيل .

ومن السهولة ان نعزي الى الهيليوم ، دور لايستحقه كلياً ، وهذا مافعلناه مراراً في مجموع الكتابات المبكرة . ولذا يجب ان نذكر بأنه يمكن الحصول على العديد من خطوط الهيليوم ـ نيون ، في النيون النقي ، كما يمكن انتاج الكثير من خطوط النيون بالانبعاث المستحث ، يكون مستواه العلوي غير مرتبطٍ بحالة متهيجة من الهيليوم . وبناء عليه ، علينا ان نستنتج بأن انتقال الاثارة من الهيليوم يقوي جوهرياً الشعبية المعكوسة في مستويات معينة من النيون ، من دون اعتباره على وجه الحصر ، السبب الوحيد لمثل هكذا شعبية معكوسة .

وتبنى ليزرات الهيليوم ـ النيون ، لمختلف الغايات ، وتتغير تصاميمها حسب الغرض الذي ستستخدم من اجله . وتغلف عادة الليزرات التجارية مع مصادر طاقتها . ويكون تصميمها اميناً وسهل الاستعمال . ويمكن ان تشابه الليزرات المختبرية ، التركيب المبين في الشكل 9.17 ، حيث يظهر بوضوح اسلاك توصيل الفلطية العالية الخطرة وآلية الضبط الدقيق لتوجيه المرآيا .

وقد بُذل الكثير من الجهد والعمل لتحديد المميزات المثالية لمختلف ليزرات الهيليوم - نيون ، وكذلك لتحديد الخارج الاشعاعي كدوال لبرمترات التصميم . والقارىء الذي يرغب في مثل هذا الموضوع ، سيجد وفرة من المعلومات في كتب ومقالات استعراضية خصصت كلياً لليزرات الغازية [5, 21, 22] ، وفي مقالات اخرى اختصت بمعالجة القضايا المثالية التصميمية [23-26] . ويمكن تحقيق احسن تشغيل للاجهزة الليزرية $6328\,\mathring{A}$ و $3.39\,\mu m$ ، اذا كانت نسبة ضغط الهيليوم الى ضغط النيون يساوي 5 الى 1 . وللحصول على احسن ربح ليزري ، يجب ان يكون حاصل ضرب الضغط الغازي الكلي p وقطر الانبوبة D ، يقع مابين 2.9 و 3.6 torr mm . وعادة يكون اختيار قطر الانبوبة مابين 1 و 10 mm . وفي هذا المدى ، يتناسب الربح الاقصى لكل وحدة الطول عكسياً مع قطر الانبوبة . وعلينا ان نذكر ، بأننا لم نعتبر تيار التفريغ ثابتاً . فبينما يتم تحديد الربح الاقصى للانبوبة الليزرية ذات القطر المعلوم ، يُعدَّل التيار للحصول على احسن ربح . والموضوع المهم الآخر ، يكمن في ان الظروف اللازمة للحصول على اقصى ربح ، لاتشابه تلك الظروف اللازمة للحصول على قدرة خارجة قصوى . فالقدرة الخارجة تتناسب تقريباً مع حاصل ضرب الربح وحجم الليزر . وبالنسبة لليزرات النيون



شكل 9.17 ليزر مختبرية قصيرة من نوع الهيليوم ـ نيون (Hughes Research Laboratories.)

قرب المنطقة التحت الحمراء ، يكون التركيب المثالي للغاز هي 1 torr هيليوم و 0.1 torr نيون . وتتراوح اقطار الانبوبة الملائمة لهذه الليزرات من 5 الى 8mm . وتتهيج ليزرات النيون الموضحة اعلاه ، عن طريق مستويات الهيليوم 2^1S .

وتكمن اكبر الفوائد العملية في ليزر النيون المرئية . وقد ذكرنا سابقاً ، بأن مستوى النيون $3s_2$ هو المستوى البدئي المشترك في ليزرات الاطوال الموجية 6328°A و 3.39 μm . وتعمل الانتقالات من النوع $3s_2 \rightarrow 3p_4$ على استنزاف شعبية المستوى $3s_2$ ، وبالتالي تقلل الربح المتوفر لتشغيل الليزر في الخط الطيفي 6328°A .

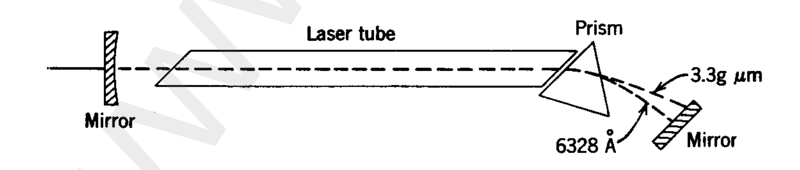
وان النسبة بين اطوال امواج هذه الخطوط هي 5.36 . فعندما يكون عدد الانتقالات التي تحدث من المستويات $3s_2$ الى $3p_4$ مساوياً لعدد الانتقالات التي تحدث من المستويات $3s_2$ الى $2p_4$ ، فعندئذ ستكون طاقة الاشعة المرئية 5.36 اكبر مما هو عليه لأشعة التحت الحمراء ، فشكراً للقانون $h\nu$. ولكن هذه ليست

النقطة الاساسية ! فالليزر المرئية هي في خطر بالغ فيما اذا تعلق الامر بالتكبير او الربح لكل وحدة الطول . ففي الليزرات ذات الطول المعتدل ، تكون فائدة الخط تحت الاحمر مركبة بصورة أسية بحيث انه في غياب عوامل الكبت ، تسيطر الاشعة تحت الحمراء بسبب نمو كثافتها بسرعة اكبر من نمو كثافة الاشعة المرئية . وقد اوضحنا في المقاطع 1.3 و 1.4 ، بأن برمترات اخرى ستكون متساوية مثل ، التكبير الاقصى او الربح لكل وحدة الطول سيتناسب عكسياً مع اتساع الخط الطيفي . وفي الليزرات الغازية ، يتحدد الاتساع الخطي وبصورة جيدة بوساطة ظاهرة دوپلر ، حيث تنتج تعريض ترددي يتناسب طردياً مع ν (انظر العلاقة (4.4) في الفصل الاول) . وتدل قياسات القدرة الخارجة من الليزرات القصيرة المشتغلة في كل من المنطقة المرئية والمنطقة تحت الحمراء عند $3.39\,\mu$ m ، على ان تكامل التكبير على مدى هذين الخطين متساوياً تقريباً . وآنئذ ستكون نسبة التكبيرات القصوى هي

$$\frac{\alpha_1}{\alpha_2} = \frac{\Delta\nu_2}{\Delta\nu_1} = \frac{\nu_2}{\nu_1} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2}.$$

وهذه النسبة هي 5.4 الى 1 وهي في صالح الخط تحت الاحمر . وبسبب هذه الفائدة ، تتضمن الليزرات التي يراد تشغيلها عند الطول الموجي 6328 Å ، على اجهزة لحجب الاشعة $3.39\,\mu$ m .

وتعمل اجهزة الحجب (الكبت) غير المتقنة فقط على تقليل نسبة الاشعة تحت الحمراء المنعكسة عن المرآيا الى الليزر . ويمكن انجاز هذا التقليل reduction ، بادخال خلية ماصة بين الشبابيك الليزرية والمرايا ، وملئها بمادة تكون شفافة للاشعة المرئية ، ولكنها ماصة بدرجة عالية في المنطقة تحت الحمراء . والميثان Methane تحت الضغط الجوي ، هو مادة ملائمة لهذا الغرض . فهو يستخدم في ليزرات الهيليوم ـ النيون من النوع المختبري ، ولكن ليس في الاجهزة التجارية ، بسبب صعوبة حفظ غاز الميثان في اناء مقفل باحكام لفترة زمنية طويلة . وكثيراً ما تحوي الليزرات التجارية على موشور تشتيت بين احدى المرايا والشباك الليزري وبالطريقة الموضحة في الشكل 9.18 .



شكل 9.18 حجب الاشعة تحت الحمراء بوساطة موشور التشتيت . انفراج الاشعة مبالغ فيه .

وتضبط المرآة بحيث ترجع فقط الاشعاع المرئي في الاتجاه المرغوب . وتمتلك كلتا الطريقتين مضار عدم مقدرتهم على منع نمو الاشعة $3.39 \mu m$ ضمن الليزر ، على الرغم من منعهم للتذبذبات . وعندما تكون الانبوبة طويلة ، يمكن للاشعة $3.39 \mu m$ ، ان تنمو من التشويش والى مقدار معتبر في دورة مرور واحدة ، ولربما تستنزف بعد ذلك إثارة النيون قرب نهايتي الانبوبة .

وان الطريقة الاكثر انسجاماً لتحطيم الفائدة الجوهرية للخط $3.39 \mu m$ ، تكمن في تعريض اتساعه الخطي لينسجم مع الاتساع الخطي للخط $6328 \mathring{A}$. وهذا ينجز باستحداث مجال مغناطيسي غير متماثل في البلازما عن طريق مغانيط سيراميكية صغيرة توضع حول الانبوبة . فيعمل هذا المجال المغناطيسي على انشطار الخطوط التي لاتعتمد على التردد بطريقة زيمان Zeeman splitting . وفي المجال اللامتماثل ، تتشوش الخطوط الطيفية ، ويكون التشوش هو نفسه بالنسبة للخط المرئي والخط تحت الاحمر . فاذا مااستخدمت هذه التقنية بصورة صحيحة ، فانها لاتوسع الخط المرئي بصورة ملحوظة ، بل انها توسع الخط تحت الاحمر الضيق اصلاً . وتستخدم هذه الطريقة كثيراً في ليزرات الهيليوم ـ النيون التجارية .

وتستخدم ليزرات الهيليوم ـ النيون المرئية بصورة واسعة كأداة ضبط وكمصدر للاشعة المتلاحمة في علم الهولوكرافي . وفي مثل هذه التطبيقات ، لانهتم كثيراً بالسّن القصي extreme sharpness للطيف ولا بالاستقرارية الترددية لليزر . وعموماً ، تشغل الليزر عند مستوى عالٍ من الاثارة للحصول على خارج ليزري ضخم . وتحت هذه الظروف ، تتذبذب آنياً العديد من الصيغ المحورية ، ويمتلك الطيف الليزري ، التركيب المشطي Comblike المبين في الشكل 3.5 . وتتواجد في بعض الاحيان ، صيغ لامحورية تساهم بترددات اضافية . وعند استخدام الليزر في تطبيقات علم القياس بالتداخل الضوئي، يكون ضرورياً على الليزر ان تمتلك خاصية الموجة المفردة ، اضافة الى استقرارية ترددية عالية . ولمثل هذا الغرض ، تشغل ليزرات الهيليوم ـ نيون بالصيغة المفردة single mode ، وتزود باجهزة خاصة لحفظ ثوابت تردداتها في وجود التقلبات البيئية . وقد نوقشت التقنيات المستخدمة في استقرارية التردد ، في المقطع 9.15 .

9.9 استعراض اجمالي لليزرات الغازات الذرية النبيلة
A survey of atomic noble gas lasers

الليزرات الاعتيادية (المستقرة).

تعد ليزرات الهيليوم - نيون الموصوفة في المقطع 9.8 من احسن النماذج العملية المعروفة لمجموعة ضخمة من الليزرات التي تكون عناصرها الشغالة هي ذرات كاملة لغازات نبيلة. وقد تم توضيح الانبعاث المستحث عملياً، في مثل هذه الغازات على مدى عدة مئات من الخطوط الطيفية تمتد من 0.6 μm والى مابعد 130 μm .

وان الاغلبية الشاسعة من هذه الليزرات، تشابه في المظهر وفي التشغيل ليزرات الهيليوم - نيون الموصوفة في المقطع 9.8 . حيث يتم حصر الغازات في انابيب من النوع المبين في الشكل 9.7 أو 9.8 . كما ويمكن تشغيل اغلب هذه الليزرات، بانابيب قطرها عدد قليل من المليمترات وطولها حوالي 2m . واما الانابيب الاطول فتكون ضرورية في التشغيل ضمن منطقة الخطوط الطيفية الاضعف، ويتطلب هذا التشغيل بين الحين والآخر، حجب الخطوط القوية ليتسنى الحصول على التذبذبات في الخطوط الضعيفة. ويتراوح مدى الضغوط الملائمة في هذه الليزرات مابين 0.01 و 1.0 torr ، وهذا المدى يتغير بعض الشيء من غاز الى آخر ومن خط الى خط طيفي آخر.

وتنجز الاثارة في هذه الليزرات عن طريق التفريغ التوهجي المستقر والذي يمكن تحقيقه بالتيار المتناوب أو المستمر. وتتراوح قيم التيار المثلى للتفريغ مابين 5 و 75mA . ويصل كل من الربح والخارج الليزري الى قمم قصوى، تكون مستوية تقريباً، عند قياس مقاديرهم كدوال لتيار التفريغ ضمن مدى التشغيل.

وتختلف آلية تأسيس الشعبية المعكوسة في التفريغ من ليزر الى اخر. وتتضمن القليل من ليزرات الغازات النبيلة، استخدام آلية نقل الاثارة بين عنصر وآخر، كما هو متبع في ليزرات الهيليوم — نيون. وان المصدر الاساسي دائماً لطاقة الاثارة. هي طاقة الالكترونات الحركية في انبوبة التفريغ، وهذه بدورها ناتجة من الشغل المبذول عن المجال الكهربائي المسلط. وفي انبوبة التفريغ، تتحرك ذرات الغاز غير المشحونة باتجاهات عشوائية وببطء تام مقارنة بحركة الالكترونات. وقد تقيم هذه الذرات المتعادلة وضع قريب من التوازن الحراري مع بعضها البعض عند درجة

حرارة تكافىء عدة الآف من الدرجات المئوية ، بينما يبقى الغاز عند درجة حرارة اوطىء بكثير . وتحصل المستويات المتهيجة للذرات ، واعني المستويات المشمولة في العملية الليزرية ، على شعبيتها عن طريق الاثارة الناتجة غن الارتطام الالكتروني المنفرد من حالة الهمود أو بوساطة الاضمحلال من مستويات ذرية اعلى . ويمكننا القول بأن تشكيلة مختلفة من ظواهر تبادل الطاقة ، تحدث في البلازما مرتبطة بالانبعاث والامتصاص الاشعاعي . ويجري حدوث هذه الظواهر بمعدلات سرع مختلفة . وكنتيجة للتنافس المشروع بين هذه العمليات ، ينمو توزيع مستقر وغير متوازن من الذرات فيما بين مستويات الطاقة . ولربما يحوي هذا التوزيع شعبيات معكوسة يمكن استثمارها للفعالية الليزرية .

ويتم تشغيل هذه الليزرات الاعتيادية من الغازات النبيلة في شرط متوازن ، واعني ، بحفظ تيار التفريغ ثابتاً . وتمتلك هذه الليزرات ، باستثناء البعض منهم ، ربحاً صغيراً من النسق $0.01\ cm^{-1}$ أو اقل ، حتى تحت احسن الظروف . واما القدرة الخارجة لهذه الليزرات ، فهي صغيرة فعلاً مقارنة بالليزرات الاخرى . وتعتبر ليزرات الهيليوم - نيون من مجموعة الليزرات القديرة لهذا النوع . فالخارج النموذجي لها هو 1mW . واما اغلب الليزرات الغازية الذرية الاعتيادية الاخرى ، فتكون قدرة خارجها الليزري درجة عظم أو درجتين اقل من هذه القيمة .

الليزرات الاستثنائية :

يوجد ليزرات ذرية لغازات نبيلة تشابه الليزرات الايونية في مميزاتها التشغيلية . فمثلاً ، هناك ليزرات معينة من الهيليوم تشتغل في المدى البعيد من منطقة تحت الحمراء ، لايمكن الحصول فيها على الفعالية الليزرية ، الا باستخدام تيار تفريغ عالٍ . كما ان هناك عدداً من الخطوط الطيفية في غازات نبيلة اخرى ، لاتظهر الا باستخدام تفريغ نبضي وذات تيار عال او انها تظهر باستخدام نوع من التفريغ ذات ربح وقدرة خارجة عدة درجات عظم اعلى من مايمكن الحصول عليه من التفريغ التوهجي المستقر . وان طبيعة توزيع الشعبية في هذه الغازات تكون بشكل ، ان في انتقالات معينة ، تبقى الشعبية المعكوسة لفترة زمنية قصيرة (micro seconds) بعد بدء التفريغ . والسبب في هذا يعود الى ان عملية إمتلاء المستوى الليزري العلوي تجري بصورة اسرع منها عليه للمستوى الليزري السفلي ، ولكن في آخر الامر ، يمتلىء ايضاً المستوى السفلي ، ويصبح ليس بمقدور التذبذبات

الليزرية على الاستمرار . وعادة يظهر هذا الوضع عندما يكون تصريف المستوى السفلي بطيئاً . (اي يمتلك مدى عمر طويل .) واما في الحالة المعتدلة ، فيبقى بعض الشعبية المعكوسة ، الا ان قيمتها للحالة المستقرة ، تكون اصغر بكثير من قيمتها العظمى التي وصلت اليها بعد وقت قصير من بدأ التفريغ . وفي هذه الحالة ، يمكن احراز الفعالية الليزرية في تشغيل مستقر عند مستوى اوطىء من مايمكن احرازه بالاثارة النبضية .

واما الليزرات النبضية ، فتنجز اثارتها عادة ، عن طريق شحن موسعات من مصدر طاقة ، الى فرق فلطية يقدر بعشرات الكيلوفولت ، لتفرغ بعدئذ خلال الغاز على شكل نبضات قصيرة وبتيارات قصوى تصل الى عدة مئات من الامبيرات . ولايتعدى امد بقاء كل نبضة ضوئية عن واحد مايكروثانية . واحياناً يتم احراز ارباح عالية جداً من هذه الليزرات النبضية . وبالحقيقة ، يمكن للربح ان يكون ذات قيمة عالية جداً بحيث يمكن ملاحظة الانبعاث المستحث في انبوبة يتراوح طولها مابين 50 و 100cm من دون مرايا ، مما يدل على ان بناء النبضة يتم في رحلة مرور مفردة من خلال الانبوبة . ويدعى مثل هذا الانبعاث ، بالانبعاث الاشعاعي المُفرِط superradiant emission .

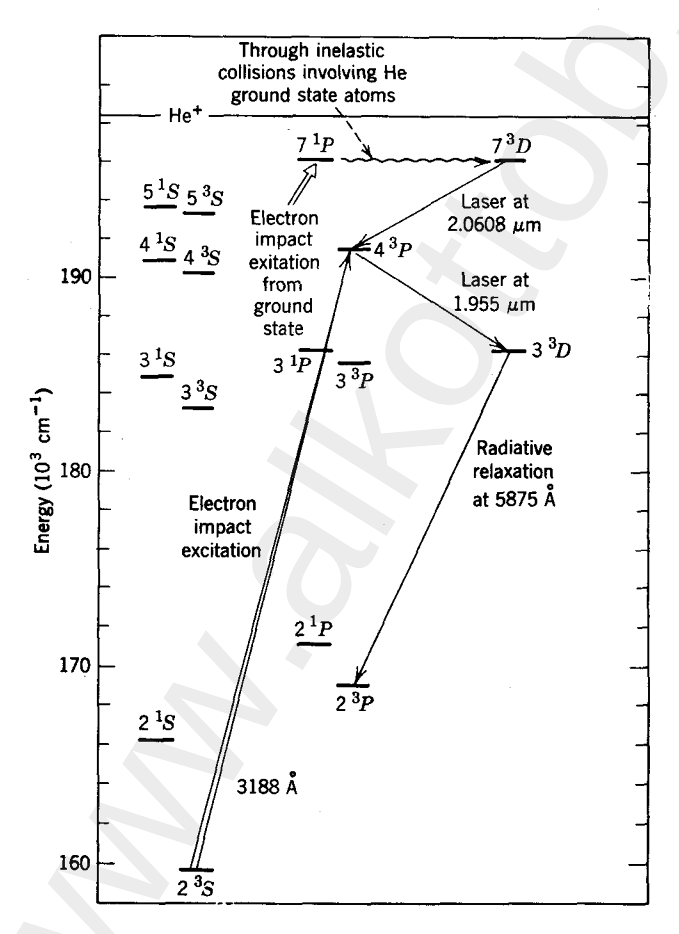
ويمكننا ادراج كل انواع الليزرات التي تستخدم التيار العالي ، ضمن انواع الليزرات الغازية الذرية الاستثنائية ، واعني تلك الليزرات التي تثار نبضياً ، وكذلك الليزرات التي تثار عن طريق تفريغ القوس المستمر continuous arc discharge .

وسناتي الان الى مناقشة كل من الليزرات الاعتيادية والاستثنائية بصورة مختصرة ، عنصر بعد عنصر . وسوف لانعطي هنا جدولاً تفصيلياً لكل الخطوط الليزرية الملحوظة . لان مثل هكذا جداول يمكن ايجادها في كتاب آخر للمؤلف [27] وايضاً في المقالة الاستعراضية للباحث Patel [3] .

الهيليوم .

يمكن الحصول على التذبذبات الليزرية من هذا العنصر في منطقتين طيفيتين تفصلها مسافة شاسعة . وتُعد الليزرات في المنطقة البعيدة من تحت الحمراء عند الطول الموجي 1.9543 μ m والطول الموجي 2.0603 μ m ، من نوع الليزرات

الغازية الذرية الاعتيادية . وقد تم اكتشافهم في وقت مبكر ؛ حيث اكتشفت الاولى في عام 1962 من قبل فريق بحوث في مختبرات بيل تلفون [28] ، واكتشفت الثانية في عام 1963 من قبل مجموعة في فرنسا [29] . واما ليزرات الهيليوم الاستثنائية في المنطقة البعيدة من التحت الحمراء عند الطول الموجي 95.8 μ m والطول الموجي 216 μ m ، فقد تم اكتشافهم في عام 1969 من قبل Levine و Javan [30] . وتمتلك النوعيتان من ليزرات الهيليوم ، صفات فريدة ومهمة . وسنأتي على وصفها بالتفصيل لان عمليات تشغيلهم مفهومة بصورة معقولة ، ولان التركيب البسيط نسبياً للهيليوم هو خير وسيلة لاعطاء مقدمة عن الاجراءات والتعقيدات التي تصادفنا في تحليل الفعالية الليزرية .



شكل 9.19 رسم تخطيطي جزئي لمستويات طاقة الهيليوم ، يبين المستويات ذات الصلة الوثيقة بالفعالية الليزرية في منطقة قرب تحت الحمراء للهيليوم .

وتُعد الليزرات التي تشتغل في المنطقة قرب تحت الحمراء ، من الليزرات السريعة الاهتياج في التفريغ التوهجي القياسي . والشكل 9.19 يبين مستويات الطاقة الوثيقة الصلة بتشغيل هذه الليزرات . فمثلاً ، المستوى الحدي في الليزر 2.06 μ m هو المستوى 4^3P ، وهو ايضاً المستوى البدئي في ليزر 1.95 μ m . وهذان الانتقالان يؤديان الى التذبذبات الليزرية تحت ظروف مختلفة تماماً وذلك لان الخط الاول يكون مفضلاً عندما تكون شعبية المستوى 4^3P واطئة ، بينما يفضل الخط الثاني عندما تكون هذه الشعبية عالية . ومن جهة اخرى ، يمكن الحصول على الخط الاول عندما يكون ضغط الغاز عالياً (الضغط المثالي 8 torr) ، بينما الثاني عندما يكون الضغط واطئاً (الضغط المثالي 0.3 torr) .

ويقع الانتقال $4^3P \longrightarrow 7^3D$ على ارتفاع عالٍ فوق مستوى الهمود للهيليوم ، وانه لشيء مدهش ان تحدث شعبية معكوسة بين هذه المستويات . فاولاً ، نرى من الضروري ان نفسر كيف يتم اسكان المستوى 7^3D بشعبية معتبرة ، على الرغم من تحريم القوانين الانتقائية للانتقال المباشر من مستوى الهمود 1^1S والى هذا المستوى . ويعتبر المصدر الاولي في اثارة المستوى 7^3D هو انتقال الطاقة عن طريق التصادم مع ذرات الهيليوم المتهيجة الى المستوى 7^1P ، والذي يمتلك طاقة مقاربة ويرتبط بحالة الهمود بوساطة انتقال ثنائي القطب الكهربائي. ويمكننا كتابة التفاعلات التي بامكانها ان تؤدي الى زيادة الشعبية للمستوى 7^3D ، كما يلي

$$\mathrm{He} + (e + \mathrm{KE}) \rightarrow \mathrm{He}\ (7^1P) + e,$$
$$\mathrm{He}\ (7^1P) + \mathrm{He} \rightarrow \mathrm{He}\ (7^3D) + \mathrm{He}.$$

وهنا يدل التمثيل He على الهيليوم في حالة الهمود . واما الحالة 4^3P فلاتتغذى بمثل هذه التصادمات . فهي تستلم معظم اثارتها من المستوى 2^3S ، وهومستوى شبه مستقر ، ويرتبط بالمستوى 4^3P عن طريق انتقال مسموح به . وقد لوحظ بأن مدى عمر المستوى الشبه المستقر 2^3S ، يقل كلما ازداد الضغط او كلما أضيفت شوائب الى غاز الهيليوم والسبب في ذلك ، ميل التصادمات الى تفريغ شعبية ذلك المستوى . ويتضح الان بانه يمكن تعزيز اشتغال ليزر 2.06 μ m بوساطة زيادة الضغط وعن طريقين : ان الزيادة في الضغط يزيد من عدد التصادمات فيما بين الذرات ، وبذلك يزيد المعدل الزمني لانتقال الاثارة من المستوى 7^1P والى المستوى 7^3D . وبالوقت نفسه ، تعمل التصادمات على تقليل مصدر تجهيز الذرات التي تصل الحالة 4^3P عن طريق الحالة 2^3S .

واما ليزر الهيليوم ذات الطول الموجي 1.95 μ m ، فتشتغل على احسن صورة عند الضغط 0.3 torr . وان وجود غازات اخرى بشكل شوائب ، يسبب ضرراً لهذه الليزر ، لان هذه الشوائب تميل الى تحطيم اثارة الذرات في الحالة الشبه مستقرة 2^3S .

واما الخُطوط الليزرية للنيون الواقعة في العمق البعيد من المنطقة تحت الحمراء ، فقد تم الحصول عليها عن طريق التفريغ (المستقر) ذات التيار العالي، كما لوحظ ايضاً بأن القدرة الليزرية تزداد بزيادة تيار التفريغ حتى القيمة العظمى للتيار 10 A . واما القدرة الخارجة البصرية المستمرة (المستقرة) فكانت عالية بحدود 1.5 mW في الانتقال 216 μ m وبحدود 0.1 mW في الانتقال 95.8 μ m . وكانت حجوم هذه الليزرات كبيرة نسبياً ، حيث تمتلك الانبوبة طولاً مقداره 4 m وقطر داخلي مقداره 6 cm ؛ واما ضغط الغاز فيساوي 0.1 torr .
ويكون تمييز هذه الانتقالات الليزرية كما يلي :

95.8 μm: 3^1P to 3^1D,
216.3 μm: 4^1P to 4^1D.

واما الفرق بالتردد بين هذه المستويات فهو صغير جداً ، بحيث لايمكن اظهاره عملياً في الشكل 9.19 ، الذي كُيِّف مقياس التردد فيه لاظهار الانتقالات قرب منطقة تحت الحمراء .

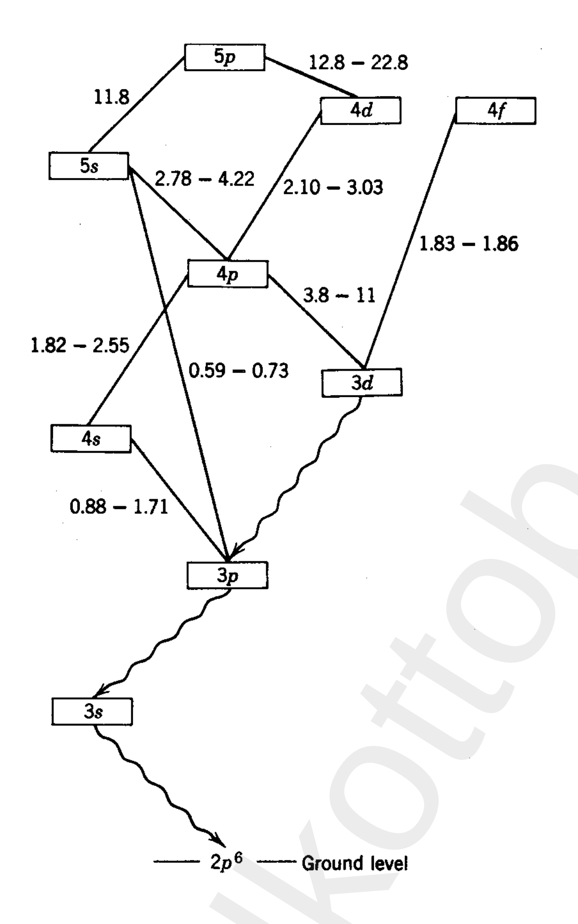
ومن المظاهر المهمة والفريدة لهذه الليزرات هي حقيقة كون معظم صفاتها يمكن التنبؤ بها من الحسابات النظرية ، مبتدئين من اول مباديء الميكانيك الكمي . (خصوصاً ، وانه لم يتم اكتشافها حتى وقت متأخر من بدأ الصناعة الليزرية .) ويعتمد تحقيق شرط الشعبية المعكوسة في هذين النوعين من الليزرات على صيد الاشعة في داخل الغاز ، لان المستويات 3^1P و 4^1P ، ترتبط بحالة الهمود 1^1S_0 بوساطة اشعة ثنائي القطب الكهربائي. ولذا يكون مدى اعمار هذه الحالات في الذرات المعزولة ، قصير جداً : وهي 1.7 و 3.9 nsec ، على التوالي. ومن جهة اخرى ، لاترتبط الحالات الليزرية الحدية 3^1D و 4^1D بحالة الهمود عن طريق اشعة ثنائي القطب الكهربائي ، ولذلك تكون مدى اعمارها اطول . واعتماداً على هذه المعلومات وحدها ، يمكن ان نتوقع عكس هذه الشعبية المعكوسة تماماً . وان اعادة الامتصاص القوي للاشعة المنبعثة في الانتقالات $1^1S \longrightarrow 3^1P$ و $1^1S \longrightarrow 4^1P$ ، يعمل على تمديد مدى العمر الفعلي لهذه المستويات العلوية ،

واعني ، 73.3 و 116 nsec ، على التوالي . وهذا المدى من الاعمار للاشعة المنصادة ، يزيد الان على مدى اعمار الحالات الحدية D ، وانئذ يمكن تأسيس الشعبية المعكوسة . وقد اظهرت الحسابات التي اجراها الباحثان Levine و Javan [30] ، بأن الاثارة المباشرة من خلال الارتطام الالكتروني مع ذرات حالة الهمود ، يعلل 90% من اثارة المستويات P ؛ واما الباقي فربما تعزى الى عمليات الاضمحلال المتعاقبة من المستويات الاعلى . واما الاعتماد الخطي للربح على تيار التفريغ والملاحظ عند مستويات معتدلة من التيار ، فهو السلوك الذي يمكن ان نتوقعه من الاثارة المباشرة الناتجة عن التصادم الالكتروني مع ذرات حالة الهمود .

النيون :

لقد تمت مشاهدة أكثر من 150 خط طيفي في الانبعاث المستحث للنيون Ne1 . وباستثناء الليزرات التي ناقشناها في المقطع 9.8 ، نقول بان الشعبية المعكوسة في هذه الليزرات لايتم انجازها عن طريق انتقال الاثارة من ذرات عنصر آخر . ونحصل عادة على التذبذبات الليزرية في النيون النقي عندما يكون ضغط الغاز 0.2torr او اقل . ويكون الربح الناتج في هذه الليزرات وللعديد من الانتقالات التي تنتج الفعالية الليزرية ، صغيراً جداً ، ولذلك تحتاج هذه الليزرات النيونية الى انابيب يقدر طولها بعدة امتار . وتمتد ليزرات النيون الاعتيادية على مدى منطقة طيفية من $0.59\,\mu m$ والى $133\,\mu m$ او 0.13mm . وان مصدر اغلب الخطوط الطيفية والواقعة تحت $20\,\mu m$ ، هي الانتقالات الموضحة في الشكل 9.20 . حيث يمثل هذا الشكل ، رسماً تخطيطياً للخصائص الهندسية لمستويات النيون السفلية . وقد شوه كلياً مقياس طاقة المستويات . وهذا مايمكن رؤيته عند مقارنة هذا الشكل مع الشكل 9.14 ، والذي رسم بمقياس دقيق . ويمثل كل صندوق في الشكل 9.20 ، مجموعة من المستويات ، استدل عليها برموز راكاه المعروفة . * وأما الخطوط المستقيمة الصلبة التي تربط هذه الصناديق فتمثل مجاميع الخطوط الليزرية الملحوظة مع تعيين مدى الطول الموجي لكل مجموعة . ويمكن توضيح الطبيعة المكثفة لهذا الرسم التخطيطي من معرفتنا للحقيقة بأن الخط الذي يربط المجموعة 5s مع المجموعة 3p يقوم مقام كل الانتقالات الليزرية التي تنبعث من احد

* في العمل التحليلي ، تفضل رموز راكاه ، لانها تدل على الارقام الكمية للحالات ، بينما رموز باشن هي اسماء اختيارية فقط .



شكل 9.20 الانتقالات الليزرية الاعتيادية فيما بين المستويات السفلية للنيون NeI . يمثل كل صندوق مجموعات من مستويات الطاقة ، استدل عليها برموز راكاه المعروفة . الخطوط الصلبة تمثل الانتقالات الليزرية ؛ والخطوط المتموجة تمثل الانتقالات التي لاتتضمن على الفعالية الليزرية . وتدل الارقام المجاورة للانتقالات على مدى الاطوال الموجية بدلالة المايكرومتر μm . (لم ترسم الفروق بالطاقة بمقياس دقيق .)

مستويات راكاه 5s (بالرموز الدليلية لباشن هي 2p) . وما يحدث دائماً هو مشاهدة ثمانية فقط من هذه الخطوط . تبدأ جميع انتقالاتهم من عند مستوى راكاه $5s'[\frac{1}{2}]^{\circ}$ ($3s_2$ بالرموز الدليلية لباشن) . وندرج ادناه جميع اطوالها الموجية ومستوياتها الحدية .

وينوب الخط الصلب الذي يربط المجموعة 4s مع المجموعة 3p عن اثنين وعشرين خطاً ليزرياً ، تمت مشاهدتها نتيجة الانتقالات بين المستويات الاربعة من

باشن	المستوى الحدي (راكاه)	الطول الموجي في الهواء μ m	الخط
$2p_8$	$3p[\frac{5}{2}]_2$	0.5939	1
$2p_7$	$3p[\frac{3}{2}]_1$	0.6046	2
$2p_6$	$3p[\frac{3}{2}]_2$	0.6118	3
$2p_5$	$3p'[\frac{3}{2}]_1$	0.6294	4
$2p_4$	$3p'[\frac{3}{2}]_2$	0.6328	5
$2p_3$	$3p[\frac{1}{2}]_0$	0.6352	6
$2p_2$	$3p'[\frac{1}{2}]_1$	0.6401	7
$2p_1$	$3p'[\frac{1}{2}]_0$	0.7305	8

النوع 4s والمستويات العشرة في المجموعة 3p . وينحصر مدى الطول الموجي لهذه الليزرات من 8865A° والى 1.7162 μ m .

وتدل الخطوط المتموجة في الشكل 9.20 على مسارات الرجوع (الخمود) لعمليات غير العمليات الانبعاثية المستحثة . ويستدل على هذه العمليات فقط في حالة غياب الانتقالات الليزرية المعروفة .

وكان البحث التفصيلي عن الآليات التي بوساطتها يمكن تفضيل مجموعة معينة من المستويات على غيرها من حيث امتلاك شعبية معتبرة ، هو الموضوع الاساس لكثير من الاعمال والبحوث [33-31] ، ولكنها مع الاسف ، لم توضح هذه الاليات بصورة تامة . فعندما يتواجد الهيليوم في انبوبة التفريغ ، تحصل معظم اثارة المستويات 5s و 4s (3s و 2s برموز باشن!) عن طريق انتقال الاثارة كنتيجة للتصادم ، وقد وصفت هذه العملية في المقطع 9.8 . وعلى الرغم من ذلك ، شوهدت ايضاً الانتقالات الليزرية المنبعثة اصلاً من المستويات 5s في النيون النقي ، ولذلك يمكننا القول بأن هذه المستويات تحصل على شعبيتها بعمليات اثارة آخرى ، واعني ، غير عملية التصادم مع الهيليوم . واما الوضع المتعلق بالمستويات 4s ، فليس واضحاً . وهناك بعض المستويات ، تكون مستويات حدية لاحدى الليزرات وبالوقت نفسه هي مستويات بدئية لليزر اخرى . فالمعروف عن العديد من مثل هذه الليزرات ، بأن تشغيل احداها ، يعمل على تقوية او كبت تشغيل الليزر الاخرى .

وتغطي خطوط ليزرات النيون الاعتيادية ، المدى الطيفي من 1.0 والى 3.4 μ m ، وبصورة كثيفة . وقد عرف اكثر من 50 خط طيفي في هذه المنطقة .

كما وجد ايضاً عدد من الخطوط في المدى من 7 الى $8 \mu m$ ، وقائمة هذه الخطوط التي تمتد الى مابعد هذه المنطقة ، مرسومة في الشكل 9.20 .

كما ويمكن ايجاد جداول كاملة وكافية تتعلق بخطوط الليزرات الاعتيادية للغازات النبيلة في العديد من المقالات الاستعراضية والكتب المنهجية العامة [3,27] . ومن جهة اخرى ، يوجد عدد من ليزرات الغازات النبيلة المهمة ومن النوع الاستثنائي ، تم اكتشافها بعد وقت متأخر من اكتشاف الانواع الاعتيادية ولم يتم تنظيمها بعد في الكتب المنهجية . لذا سنعطي الان بعض الاهتمام الى هذه الليزرات وبطريقة منسقة . تضم هذه الليزرات الاستثنائية خطوط طيفية لايمكن انتاجها ابداً في تفريغ مستقر ، ومثلها تلك الخطوط الطيفية التي يمكن الحصول عليها من ربح وخارج متوسط ، الا ان ربحها في الاثارة النبضية يصبح عالٍ جداً بحيث ينتج عن ذلك انبعاث اشعاعي مفرط superradiant في الانبوبة القصيرة نسبياً (1m) . والليزر الاستثنائية من النوع الاول ، هي تلك الليزر التي يكون مستواها الحدي هو ادنى مستوى متهيج للغاز النبيل . وادنى مجموعة متهيجة من المستويات في النيون ، هي مجموعة 2s (1s برموز باشن) وتحوي هذه المجموعة اربعة مستويات تقع مابين 134,000 و $136,000 cm^{-1}$ فوق حالة الهمود للنيون (انظر الجدول 9.1) . وان ثلاثة من هذه المستويات ترتبط الى مستوى الهمود بانتقالات ثنائي القطب الكهربائي . وان الذرات المتواجدة في هذه الحالات ، ترجع آنياً الى مستوى الهمود بمدى عمر يقدر بعدد قليل من النانوثانية few nanoseconds وتبعث اشعة فوق البنفسجية بطول موجي يقدر بحوالي $750 A^{o}$. والانتقال بين المستوى الاخير ، اي الرابع والمستويات الدنيا من المجموعة 3s ، وكذلك بين هذا المستوى الاخير ومستوى الهمود ، محرَّم حسب القوانين الانتقائية لانه يتضمن تغيير في الزخم الزاوي الكلي مقداره 2 ، واعني $\Delta J = 2$. ولذلك ، فان هذه الحالة ، واعني $3s[\frac{3}{2}]^{o}_{2}$ ، هي حالة شبه مستقرة .

وعندما توضع ليزر النيون في وضع التشغيل ، تمتلىء المستويات 3s بسرعة وتفرغ ببطء الى حالة الهمود ، وعلى الرغم من قصر مدى اعمار الذرات المعزولة في ثلاث من هذه المستويات ، والسبب لهذا الاغراق (الاتخام glut) في مجموعة المستويات 3s ، هو صيد الاشعة الفوق البنفسجية في انبوبة التفريغ . وهذا الصيد ، يُطوِّل مدى العمر الفعلي للمستويات الثلاثة المرتبطة بحالة الهمود ، بأكثر من درجة عظم واحدة . وان هذا التطويل في مدى اعمار المستويات 3s ، لايمنع فقط الفعالية الليزرية تحت الظروف الاعتيادية مع قيام هذه المستويات بوظيفة المستويات

الليزرية الحدية ، بل انه يكبت الفعالية الليزرية المنتهية عند المستويات 3p كذلك ، والسبب لان المستويات الاخيرة . يجب ان يتم تصريفها من خلال المستويات 3s . اذن السبب الرئيسي في استخدام انابيب ليزرية ذات قطر صغير ، هو لتقليل مدى اعمار المستويات 3s . وعند جدران الانبوبة ، تخسر هذه المستويات اثارتها عن طريق التصادم وكذلك عن طريق هروب الاشعة البنفسجية الى جدران انبوبة التفريغ .

وبالطبع ، قبل تشغيل التفريغ الكهربائي ، تكون اساساً كل الذرات في مستوى الهمود للنيون . ثم ، بعد فتح التفريغ ، تمتلىء مستويات مختلفة وبمعدلات سرعة مختلفة . والمستويات الثلاثة 3s ، المرتبطة مباشرة بمستوى الهمود ، ستمتلىء في الواقع بصورة اسرع ، وبالتأكيد اسرع من المستويات 3p الواقعة فوقهم . اما المستوى المنفرد $3s[\frac{3}{2}]_2^{\circ}$ ($1s_5$ برموز باشن) ، فسوف لايمتلىء بسرعة عالية . والسبب في ذلك ، وكما اشرنا سابقاً ، يعود الى التناسب الطردي لاحتمالية الاثارة بوساطة التصادم الالكتروني في تقريبها الاول مع احتمالية الانتقال لثنائي القطب الكهربائي . فالذرات اذن ، سترتقي الى هذا المستوى بوساطة التصادم الالكتروني ، ولكن ليس بنفس سرعة ارتقائها الى اخوته من المستويات . وكذلك ستزيد شعبية المستوى $3S[\frac{3}{2}]_2^{\circ}$ عن طريق تبادل الطاقة اثناء التصادم مع المستويات الاخرى 3s ، والتي تمتلك طاقة متقاربة . ففي اي من هاتين الحالتين ، ستنمو شعبية هذا المستوى بابطىء معدل سرعة منه عليه للمستويات 3s . ومن الممكن تأسيس شعبية معكوسة مع اعتبار هذا المستوى كمستوى حدي ، على شرط ان تحدث الفعالية بسرعة عالية جداً ، وسوف لاتبقى هذه الشعبية الا لفترة زمنية قصيرة جداً .

والخطوط الليزرية التالية للنيون ، انتجت بالاثارة النبضية [38-40] .

باشن	الانتقال (راكاه)	الطول الموجي
$2p_4-1s_5$	$3p'[\frac{3}{2}]_2-3s[\frac{3}{2}]_2^{\circ}$	5944.8 Å
$2p_6-1s_5$.	$3p[\frac{3}{2}]_2-3s[\frac{3}{2}]_2^{\circ}$	6143.1 Å

وتظهر خطوط هذه الليزرات الاستثنائية فقط في انابيب التفريغ النبضية التي تمتلك كثافة تيارية عالية جداً ($1000 A / cm^2$) وزمن نمو قصير (25 nsec) . كما ان النبضات الضوئية هي نبضات ذاتية التحديد Self- terminating ، وبمدى اعمار تتراوح مابين 2 الى 5nsec . والربح في هذه الليزرات عالٍ جداً ، بحيث يمكن مشاهدة الانبعاث المستحث في انبوبة طولها 70cm بدون مرآيا . وقد تم قياس قدرة عظمى مقدارها 40W عند الطول الموجي 6143˚A ، و 15W عند 5945˚A [40] .

وان بعض خطوط ليزر الهيليوم ــ نيون للباحث جافان ، واعني ، السلسلة $2s—2p$ ، تصبح مفرطة الاضاءة في النيون النقي عند استخدامنا لنبضة اثارة ذات طاقة عالية جداً . وقد حصل الباحثون Andrade و Gallardo و Bockasten [41] على مثل هذا الانبعاث في النيون تحت ضغط مقداره 50 mtorr وباستخدام نبضات قصيرة من تيار مستمر قيمته القصوى 500A في الخطوط الطيفية التالية :

باشن	الانتقال (راكاه)	الطول الموجي
$2s_4–2p_8$	$4s[\frac{3}{2}]^o_1–3p[\frac{5}{2}]_2$	$1.1143\ \mu m$
$2s_2–2p_4$	$4s'[\frac{1}{2}]^o_1–3p'[\frac{3}{2}]_2$	$1.1523\ \mu m$
$2s_2–2p_2$.	$4s'[\frac{1}{2}]^o_1–3p'[\frac{1}{2}]_1$	$1.1767\ \mu m$

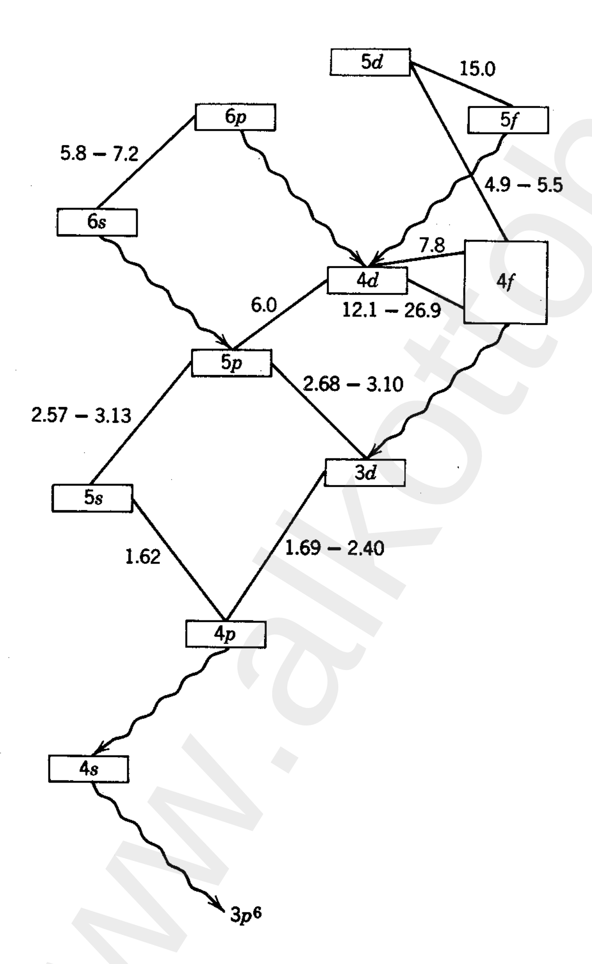
وقد عُرفت هذه الخطوط من وقت طويل بالخطوط الليزرية الاعتيادية [21] .

الاركون :

ان الوضع مع غاز الاركون ArI ، مشابه لما هو عليه مع NeI ، الا انه ليس مهماً من الناحية العملية . فخطوطه الليزرية الاعتيادية تمتد من $1.62\mu m$ والى $26.9\mu m$. ويمثل الشكل 9.21 ، رسماً تخطيطياً لاغلب الانتقالات المسئولة عن هذه الخطوط ، وتركيبه مشابه لتركيب الشكل 9.20 العائد الى غاز النيون Ne . والانتقالان الاثنين التاليان ، ينتجان ربحاً معتبراً :

الانتقال (راكاه)	الطول الموجي
$3d[\frac{3}{2}]^{o}_{2}-4p[\frac{3}{2}]_{2}$	1.6941 μm
$3d[\frac{3}{2}]^{o}_{2}-4p'[\frac{3}{2}]_{2}$.	2.0616 μm

واما الخطوط الطيفية الاخرى للاركون Ar1 ، فيمكن ايجادها مدرجة في المراجع [3, 27, 28, 31- 33] .



شكل 9.21 الانتقالات الليزرية الاعتيادية في Ar1 . يمثل كل صندوق مجموعات من مستويات الطاقة ، استدل عليها برموز راكاه المعروفة . الخطوط الصلبة تمثل الانتقالات الليزرية ؛ والخطوط المتموجة تمثل الانتقالات التي لاتتضمن فعالية ليزرية . وتدل الارقام المجاورة للانتقالات على مدى اطوالها الموجية وبوحدة μm . (الفروق بالطاقة غير مرسومة بالمقياس الدقيق .)

وهناك ليزرات استثنائية معروفة من النوع Ar1 . وواحدة من هذه الليزرات هي نسخة دقيقة من الليزر النيونية ذات الطول الموجي A° 6143 . ويمكن الحصول عليها تحت ظروف متشابهة [40] . ومميزاتها هي كالآتي :

$$\lambda_{air} = 7067.3\ \text{Å},\ \text{transition}\ 4p'[\tfrac{3}{2}]_2 \rightarrow 4s[\tfrac{3}{2}]^o_2.$$

وقد شوهدت الخطوط التالية من ليزرات الاركون Ar1 الاستثنائية . من قبل Bockasten ومساعديه [41, 42] في انابيب نبضية تستخدم تياراً مستمراً ذات كثافة عالية :

الخط	الطول الموجي	الانتقال (راكاه)
1	1.2140 μm	$3d'[\frac{3}{2}]^o_1 - 4p'[\frac{3}{2}]_1$
2	1.2403 μm	$3d[\frac{3}{2}]^o_1 - 4p[\frac{3}{2}]_1$
3	1.2702 μm	$3d'[\frac{3}{2}]^o_1 - 4p'[\frac{1}{2}]_1$
4	1.4094 μm	$3d[\frac{3}{2}]^o_1 - 4p[\frac{1}{2}]_0$
5	1.6940 μm	$3d[\frac{3}{2}]^o_2 - 4p[\frac{3}{2}]_2$
6	2.3133 μm	$3d[\frac{1}{2}]^o_1 - 4p'[\frac{1}{2}]_1$

مع العلم ان الخطوط 5 و 6 معروفة ايضاً في ليزرات الغاز الاركون الاعتيادية . وهذه الخطوط قوية وذات انبعاث اشعاعي مفرط في الاثارة النبضية .

الكريبتون :

لقد لوحظ مايقارب الثلاثين خطاً في غاز الكريبتون Kr1 ، المستخدم في الليزرات الاعتيارية . وتمتد الاطوال الموجية لهذه الخطوط من 1.68 والى 7.06μm . وان اقوى خطين من بين هذه الخطوط هما 2.1165μm و 2.1902μm . وللاطلاع على جداول هذه الخطوط ، يمكن النظر في المراجع [33-31 ,28 ,27 ,3] . وفيما يلي قائمة بخطوط الكريبتون Krl الاستثنائية [41] :

الخط	الطول الموجي	الانتقال (راكاه)
1	0.8104 μm	$5p[\frac{5}{2}]_2-5s[\frac{3}{2}]^o_2$
2	1.1458 μm	$6s[\frac{3}{2}]^o_1-5p[\frac{1}{2}]_1$
3	1.3177 μm	$6s[\frac{3}{2}]^o_1-5p[\frac{5}{2}]_2$
4	1.3623 μm	$4d[\frac{3}{2}]^o_1-5p[\frac{5}{2}]_2$
5	1.4427 μm	$6s[\frac{3}{2}]^o_1-5p[\frac{3}{2}]_1$
6	1.4765 μm	$6s[\frac{3}{2}]^o_1-5p[\frac{3}{2}]_2$
7	1.6853 μm	$4d[\frac{7}{2}]^o_3-5p[\frac{5}{2}]_3$
8	1.6897 μm	$4d[\frac{1}{2}]^o_1-5p[\frac{1}{2}]_1$
9	2.1902 μm	$4d[\frac{3}{2}]^o_2-5p[\frac{3}{2}]_2$
10	2.5234 μm	$4d[\frac{1}{2}]^o_1-5p[\frac{3}{2}]_2$
11	2.8613 μm	$6p[\frac{5}{2}]_2-6s[\frac{3}{2}]^o_2$

وان الخط رقم 1 هو شبيه الخط 5945-Å في Ne1 . فهو ينتهي عند مستوى شبه مستقر ويمكن الحصول عليه فقط في انابيب التفريغ النبضية . وفي مثل هكذا انابيب تفريغ ، حصل الباحثان Ericsson و Lidholt [40] على قدرة خارجة مقدارها 1000W لهذا الخط! مع العلم بأن جميع الخطوط الموجودة في الجدول اعلاه ، تنتج انبعاثات اشعاعية مفرطة [41] . كما تحسب الخطوط الاربعة الاخيرة من بين الخطوط الليزرية الاعتيادية للكريبتون Kr1 .

الزينون :

تحوي القوائم الحالية لخطوط ليزرات الزينون Xe1 على خمسة وعشرين خطاً ، اطوالها الموجية تمتد من 2.02 μm والى 18.5 μm [3,27] . ويتم عادة الحصول على الاهتزازات الليزرية في خليط من غاز الزينون Xe وغاز الهيليوم He . ولايوجد هنا اي انتقال رنيني بالاثارة مابين الهيليوم والزينون ؛ لان فائدة وجود الهيليوم هو لمجرد زيادة الكثافة الالكترونية في انبوبة التفريغ فحسب . وبخلاف الاركون والكريبتون ، تعتبر ليزرات Xe1 مهمة من الناحية التقنية وذلك لامتلاك بعض من خطوطها الليزرية وبصورة استثنائية ، ربحاً عالياً . واما اقوى خطوط Xe1 ، فهي كما يلي :

الانتقال (راكاه)	الطول الموجي	الخط
$5d[\frac{3}{2}]^o_1-6p[\frac{3}{2}]_1$	2.0262 μm	1
$5d[\frac{5}{2}]^o_1-6p[\frac{5}{2}]_2$	2.6269 μm	2
$5d[\frac{3}{2}]^o_1-6p[\frac{1}{2}]_0$	2.6511 μm	3
$5d[\frac{5}{2}]^o_3-6p[\frac{3}{2}]_2$	3.1069 μm	4
$5d[\frac{5}{2}]^o_2-6p[\frac{3}{2}]_1$	3.3667 μm	5
$5d[\frac{7}{2}]^o_3-6p[\frac{5}{2}]_2$	3.5070 μm	6
$5d[\frac{3}{2}]^o_2-6p[\frac{5}{2}]_2$	4.5381 μm	7
$5d[\frac{7}{2}]^o_4-6p[\frac{5}{2}]_3$	5.5739 μm	8

والخطوط 6 و 8 ، تُعد من أقوى الخطوط وتمتلك الربح الأعلى . وقد تم قياس ربح مقداره $0.13 cm^{-1}$ للخط رقم 6 في ليزر تحوي غاز Xe وبضغط 0.015 torr وغاز He بضغط 1.5 torr [43]. وإن السبب في امكانية الحصول على مثل هذا الربح الكبير ، هو ضيق الاتساع الخطي للأنتقال . وهذا بدوره ناتج من حقيقة كون التعريض الدوبلري صغير لسببين ، أولاً ، ضخامة كتلة الزينون وثانياً التردد الواطىء للانتقال .

ويمكن زيادة ربح الخط 3.6788-μm للزينون XeI (غير مدرج في القائمة أعلاه) بصورة ملحوظة وذلك بأضافة الكريبتونKr الى انبوبة التفريغ . ويمكن تفسير هذه النتيجة وكما أشرنا ، الى حدوث انتقال إثارة من المستويات 5s الشبه مستقرة للكريبتون والى المستوى $5d[\frac{1}{2}]^o_1$ للزينون XeI ، الذي هو المستوى البدئي لهذا الانتقال الليزري . وهكذا يتبين بأن خليط غازات الكريبتون والزينون ، يشكل ليزر مشابهة في مبدأ تشغيلها لليزر الهيليوم ــ النيون . وقد تم قياس ربح مقداره 5.4 dB / m $(\alpha = 0.012\ cm^{-1})$ في ليزر الكريبتون ــ الزينون ، عندما كان ضغط الكريبتون 0.05 torr وضغط الزينون 0.005 torr [44] .

وتصبح الخطوط الطيفية 1 و 3 ، الموجودة في جدول خطوط الزينون XeI الاعتيادية ، ذات انبعاث اشعاعي مفرط عندما نعمل على تشغيلها في انبوبة تفريغ نبضية ملائمة [41] . وبالحقيقة ، يعد الخط 1 من بين اقوى الخطوط الليزرية ذات الاشعاعية المفرطة . وفيما يلي خطوط اضافية شوهدت في ليزرات XeI الاستثنائية :

الخط	الطول الموجي	الانتقال (راكاه)	المرجع
1	0.8409 μm	$6p[\frac{3}{2}]_1-6s[\frac{3}{2}]^o_2$	[41, 45]
2	0.9045 μm	$6p[\frac{5}{2}]_2-6s[\frac{3}{2}]^o_2$	[41, 46]
3	0.9800 μm	$6p[\frac{1}{2}]_1-6s[\frac{3}{2}]^o_2$	[46]
4	1.3656 μm	$7s[\frac{3}{2}]^o_1-6p[\frac{5}{2}]_2$	[41]
5	1.6052 μm	$7s[\frac{3}{2}]^o_1-6p[\frac{3}{2}]_2$	[41]
6	1.7325 μm	$5d[\frac{3}{2}]^o_1-6p[\frac{5}{2}]_2$	[41]

وان الخطوط الطيفية 1 و 2 و 3 من هذا الجدول ، هي من النوع التي تنهي نفسها بنفسها self-terminating lines ، كالخطوط التي واجهتنا سابقاً ، حينما تعلق الامر بليزرات النيون والاركون والكريبتون . وكل هذه الخطوط هي من النوع الاشعاعي المفرط تحت الظروف الموصوفة سابقاً حينما تعلق الامر بخطوط النيون Ne فوق الاعتيادية .

9.10 ليزرات الغازات الايونية — Ion gas lasers

الطبيعة العامة لليزرات الايونية .

عندما ننظر لاول وهلة ، يتبين بأن التمييز بين ليزرات الغاز الذري وليزرات الغاز الايوني ، لايحتاج الى تفكير عميق . حيث تكون الليزر من النوع الايوني عندما يحدث الانتقال المتضمن انبعاث اشعاعي مستحث فيما بين مستويين لأيون بدلاً من مستويين لذرة كاملة متعادلة . وبهذا المعنى ، يمكننا ان نعتبر الليزرات الياقوتية وليزرات الاتربة النادرة ، من النوع الايوني ، ولكن هذه الحقيقة هي ليست ذات اهمية كبيرة بالنسبة لليزرات الصلبة . واما اذا ركزنا اهتمامنا على الليزرات الغازية المتهيجة عن طريق التفريغ الكهربائي ، فيصبح من الضروري التمييز بين الليزرات الذرية والايونية ، والسبب في ذلك ، يكمن في ان المميزات التصميمية والتشغيلية لهذه الانواع تختلف اختلافاً كلياً .

وعلى الرغم من وجود فروق جديرة بالملاحظة في العمليات الفيزيائية المقتضية ضمناً في ليزرات الغاز الذرية والايونية ، الا ان اكثر الفروق البارزة هي ذات

طبيعة هندسية عملية ، وهو ماسنتطرق اليه اولاً : تشتغل الليزرات الايونية مصحوبة بتبديد قدرة معتبرة ، وتكون عادة القيم القصوى لخارجها الليزري عدة مراتب عشرية اعلى منها عليه في ليزرات الغاز الذرية . وتخلق عمليات تصريف القدرة الى داخل انبوبة التفريغ وكذلك عمليات ازالة الحرارة المتولدة فيها ، مشاكل هندسية لانصادفها عادة ، حينما يتعلق الامر بليزرات الغاز الذرية . وتتعرض الاجزاء التركيبية في الليزر الايونية الى اجهادات قاسية اكثر مما تتعرض اليه الاجزاء التركيبية في الليزر الذرية .

ومن الوجهة التقنية ، يجب ان يكون هناك تمييز بين الليزرات الايونية النبضية وتلك التي تشتغل بالنظام المستمر ، لان المميزات التشغيلية تختلف لمثل هكذا ليزرات ، حتى عندما تتشابه تماماً العمليات الفيزيائية المسئولة مباشرة عن الشعبية المعكوسة ، وهذه هي ليست الحالة دائماً . ويوجد ليزرات ايونية وكذلك ليزرات ذرية ، تشتغل فقط في النظام النبضي ، لانها تستند في تشغيلها على الشعبية المعكوسة المؤقتة . ومع ذلك ، فكثيراً مايتم تشغيل الليزرات الايونية بتفاريغ نبضية حتى عندما يكون بالامكان تحقيق شعبية معكوسة مستقرة ، على ان تصان جميع الشروط عند التفريغ . وفي مثل هذه الاحوال ، يُعهد التشغيل النبضي لاسباب عملية ، وهي ان يحفظ المعدل الزمني لتبديد الطاقة في داخل الانبوبة ، ضمن الحدود المسموح بها . وان التفاريغ النبضية ذات الفلطية العالية والتي تنتج الخطوط الفوق الاعتيادية في الليزرات الذرية ، بامكانها ايضاً إنتاج الخطوط الايونية النبضية .

وتُعد الليزرات الايونية مصادر اشعاعية ملائمة لكثير من التطبيقات ، والسبب في ذلك يعود الى قابليتها على تصريف قدرة بصرية معتبرة (Several Watts) في خطوط طيفية تقع في المدى المرئي وقرب المدى المرئي . وباختلاف الليزرات الذرية التي تشتغل معظمها في المنطقة تحت الحمراء - يكون الخط النيوني 6328 A° عند نهاية الطول الموجي القصير من مداها - نجد بأن ليزرات الغاز الايوني تقع معظمها في المدى من 2600 الى 7000 A° . وان المصادر التي تقع في هذا المدى . وتمتلك اشعة متلاحمة قوية ، تعتبر ذات اهمية عملية ، ليس بسبب امكانية ملاحظتها بصرياً بصورة مباشرة ، وهي طريقة خطرة في احسن الاحوال ، ولكن بسبب الطاقة الضخمة نسبياً ، التي يحملها كل فوتون في هذا المدى من الطول الموجي . وبالطبع ، مثل هذه الطاقة الفوتونية ، ستجعل الكشف الكهرضوئي والضوئي الكيماوي ، مناسباً جداً ، وهذا يساعدنا على تشغيل التجارب التي يصعب جداً تشغيلها مع الفوتونات التحت الحمراء .

وتُعد ايونات الغازات النبيلة Ne و Ar و Kr و Xe ، من اكثر الايونات المستخدمة كمواد ليزرية ايونية . فهذه الغازات من احسن العناصر المكتشفة لمثل هذه التطبيقات ، حيث تساهم خطوطها بحوالي نصف مامعروف من الخطوط الليزرية الايونية حتى عام 1969 . وحيث ان المناقشة هنا قد انحرفت لصالح الليزرات الايونية التي تستخدم الغازات النبيلة كمواد تشغيلية . سنعطي اهتماماً خاصاً الى ليزرات الاركون ArII التي تعتبر ذات اهمية تطبيقية في العديد من المجالات .

إثارة الليزرات الايونية .

تقع مستويات الطاقة لطيف النيون الثاني فوق مستويات طاقة الذرة المتعادلة . وان هذا الموضوع قد تمت مناقشته بصورة مختصرة في المقطع 9.7 . حيث كان النص هناك على ان مستوى الهمود للنيون NeII يقع تقريباً على ارتفاع cm^{-1} 174,000 (21.56eV) فوق مستوى الهمود للنيون NeI . ويلزمنا طاقة اضافية مقدارها 19.3eV لأنتاج NeIII في حالته الهامدة . وعلى الرغم من أن طاقات التأين للغازات الأخرى هي أدنى مما ذكراعلاه ، الا أن الجميع يجب أخذها بنظر الأعتبار على المقياس الذري . وهذه الطاقة يجب أن تستثمر في كل عملية إثارة بالاضافة للطاقة التي يمكن أن تسترجع جزئياً في الانتقال المتجه الى الاسفل وسط المستويات الأيونية . ومن الواضح ، تحتاج الليزرات الأيونية الى تقنيات اثارة عالية القدرة فيما لو قورنت بالليزرات الغازية الأعتيادية .

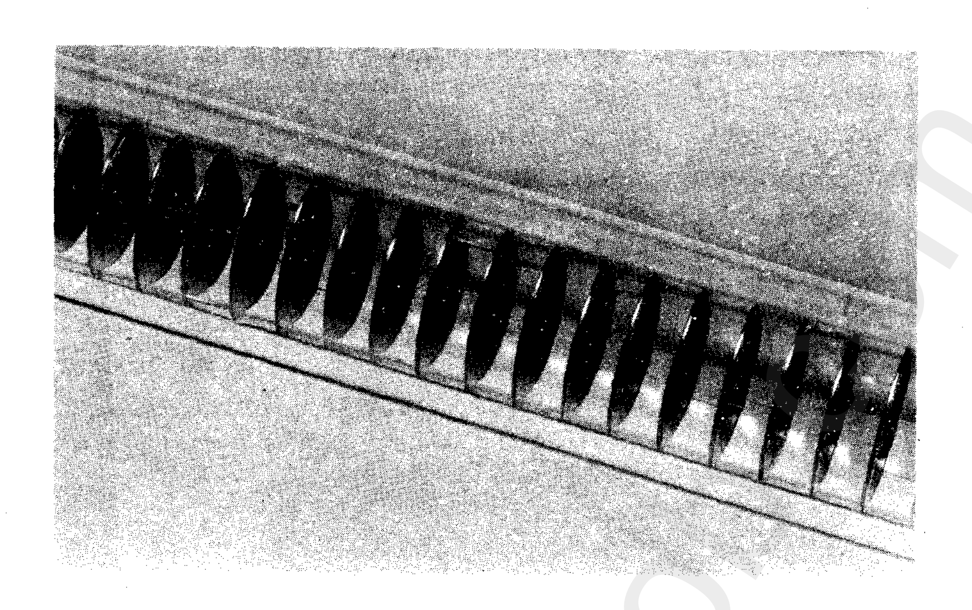
وتتوفر طرق عديدة لاثارة الليزرات الايونية . وتتضمن هذه الطرق على تصريف قدرة قصوى عالية (kilowatts) الى داخل انبوبة التفريغ الغازية . وان الطريقة التي لاتحتاج الا الى القليل من الدقة التقنية ، تجهزنا بتشغيل ليزري متقطع وبنبضات آمد بقائها 1μ sec تقريباً وتتم هذه الطريقة بوساطة شحن متسعات تتراوح سعاتها مابين 1 الى 25μ F ، من مصدر ذات فلطية عالية له القدرة على تزويد فلطية الى حد 10KV ، ومن ثم يتم تفريغ هذه المتسعات خلال انبوبة الغاز . ويقدح التفريغ عادة عن طريق ملف شرارة spark coil . وتلائم هذه النوعية من الاثارة لتهييج الخطوط الايونية للغازات النبيلة عندما يتراوح ضغط الغاز داخل انبوبة التفريغ مابين 1 الى 200 mtorr ، ويفضل استخدام ضغوط اوطىء في حالة الغازات الثقيلة . ويمكن أن يكون معدل تكرار النبضات عالياً بالفعل ؛ فقد تم تسجيل قيم تقدر بحوالي 2000 نبضة لكل ثانية في هذا

المجال ، الا اننا عادة ، نقوم باخفاض معدل التكرار الى قيمة ادنى انسجاماً مع الحمل الحراري المأمون للجهاز الليزري . وتتراوح اقطار انابيب التفريغ المستخدمة في مثل هذه المنظومات ، من 2 الى 3 mm ، بينما تتراوح اطوالها من 25 الى 200 cm ، وتحتاج الانابيب الأطول الى فلطية اعلى .

ولقد استخدمت مثل هذه الليزرات المتقطعة ذات الاثارة المستمرة بصورة مكثفة في البحوث المبكرة لليزرات الايونية . وان الباحثين Bell [47] و Bridges [48] ، اللذين ابتكروا التصاميم الاصلية من الليزرات الايونية ، استخدموا هذه النوعية من الاثارة . كما استخدم هذا النظام في الشغل المطيافي الاساسي للباحثين Bridges و Chester [49] .

وقد استخدم نوع مختلف تماماً من التفريغ المستمر لاثارة الليزرات الايونية التي تشتغل في النظام المستمر . وقد تم تشغيل مثل هذه الليزرات في انابيب واطئة الفولتية ـ عالية التيار ، يتراوح الهبوط بالفولتية مابين الاقطاب من 200 الى 300 V ، والتيار من 5 الى 50 A . وكان الضغط المثالي للغاز في مثل هذا ليزر بحدود 0.5 torr ، وهو اعلى بكثير من الضغط في الليزر النبضية . واما قطر التجويف المثالي للانبوبة فكان ايضاً بحدود 2 الى 3 mm .

وتعتبر الليزرات الايونية ذات التشغيل المستمر من الاجهزة ذات العمل الشاق ، على شرط تبريدها مائياً كما مبين في الشكل 9.9 . واستناداً الى الباحث W.B. Bridges ، لم يجري تبريد اول ليزر ايونية ذات موجة مستمرة بطريقة التبريد المائي ، بل شغلت بجدران متوهجة من الكوارتز . "فكانت الحاجة الى التبريد بسبب المصيبة التي حصلت بعد دقائق معدودة من التشغيل!" . واما الكثافات العالية من التيار واللازمة للتشغيل (اكثر من $100 A/cm^2$) ، فقد وضعت مستلزمات قاسية على تركيب انبوبة التفريغ . فعندما يحصر التفريغ في تجويف انبوبة الكوارتز ، يتآكل هذا التجويف بصورة سريعة . ولذلك يتم في بعض الاحيان ، حصر التفريغ بواسطة سلسلة من الاقراص ، تصنع من مواد ذات انعكاسية عالية وتمتلك معامل توصيل حراري جيد مثل المولبيدنيوم molybedenum او التنكستن tungsten . وتثقب مراكز هذه الاقراص ومن ثم تثبت متراصة بفواصل متباعدة عازلة ، في غلاف اكبر ، والشكل 9.22 يبين مثل هذا التجميع . وعند التشغيل ، تتعرض الاقراص الى حمل حراري عال عند



شكل 9.22 جزء من انبوبة ليزر ايونية بسلسلة من الاقراص المثقبة . (مختبرات هيوز للبحوث .)

الثقوب حيثما يمر التفريغ من خلالهم . فتعمل هذه الاقراص على توصيل الحرارة الى محيط التركيب . كما ويتم استخدام مجال مغناطيسي محوري من النسق 1000 G في ليزرات الايون المستمرة لحصر التفريغ في شرارة ضيقة قرب محور الانبوبة .

ويمكن ضخ ليزرات الأيون المستمرة الأصغر بالقدرة ، عن طريق تفريغ التيار المتناوب المرتبط حثياً inductively .

والشكل 9.10 ، يبين الهيئة التخطيطية لهكذا انبوبة تفريغ . وقد قام مبتكروا هذا الجهاز : الباحثون Goldsborough و Hodges و Bell [50] ، بتشغيل ليزر من الاركون ArII ذات خارج بصري قدرته 1.4 W ، مستخدمين في ذلك قدرة داخلة من ترددات راديوية مقدارها 1.4 kW . وكان الضغط المثالي لانبوبة التفريغ في هذه المنظومة ، مساوياً تقريباً لما هو عليه في الليزرات المستمرة المثارة بالتيار المستمر . وان اثارة البلازما بوساطة مجال راديوي مرتبط حثياً ، يزودنا بعدة فوائد تقنية . اهمها ، التقليل الجوهري من تأكل تجويف الانبوبة الشعرية وتجنب كل المشاكل المتعلقة بتدهور واتلاف الاقطاب ، والتي يمكننا تجنبها في حالة انابيب التفريغ ذات التيار المستمر .

والان لندير انتباهنا من تقنية الاثارة الى عملية الاثارة ذاتها ، ونتذكر بان الآلية التفصيلية التي بواسطتها يتم تأسيس الشعبية المعكوسة بين زوج من المستويات الايونية ، من المحتمل ان تتغير وبصورة كبيرة بين ليزر واخرى . وما معروف هو الشيء القليل جداً حول كثرة العمليات التي بامكانها ان تحدث في بلازما ايونية . وهناك سبب للتصديق بان اثارة ذرة النيون ، مثلاً ، من حالة الهمود للذرة المتعادلة والى المستوى البدئي لانتقال ليزري ايوني ، تتم في اكثر من خطوة واحدة . فهذه الاثارة تحتاج على الاقل الى اثنين من التصادمات الالكترونية . وقد استخلص هذا الاستنتاج من تشكيلة مختلفة من المشاهدات ، واكثرها قناعة ، تلك المشاهدات التي تدل على ان الانبعاث الآني من المستويات الليزرية العلوية اللاركون ArII ، يتناسب طردياً مع مربع شدة التيار اللازم للتفريغ [51] . وبما ان المعدل الزمني للصدامات المهيجة يتناسب طردياً مع القوة الاولى لشدة التيار ، فان المشاهدات اعلاه تدل على اشتراك صدامين اثنين في اثارة ليزرات الاركون Ar II . ومن المحتمل ان تكون العمليات المسئولة عن اثارة الليزرات التي تكون موادها الشغالة متأينة اكثر (ArIII , ArIV) ، متكونة من ثلاث او اربع خطوات بدل اثنتين. والسبب يكمن في الحاجة الى حدوث اكثر من تصادم واحد لاكمال الاثارة ، مع العلم بانه لايمكن انجاز الشعبية المعكوسة مالم تصبح الكثافة التيارية في انبوبة التفريغ اكثر بكثير من ماهو ضروري في الليزرات الذرية . وان حَصْر التفريغ بشكل فتيلة ضيقة بوساطة مجال مغناطيسي محوري ، يعزز جوهرياً تشتغل الليزر الايونية . وهذا التعزيز للخارج الليزري يظهر بصورة واضحة في الشكل 9.23 ، الذي يوضح كفاءة جهاز ليزري صغير نسبياً من الاركون ArII ، تضخ عن طريق الترددات الراديوية [50] . ويبين الشكل ايضاً معدل النمو الحاد للخارج الليزري كدالة لتيار التفريغ .

ويعد النمو الحاد للخارج الليزري مع كثافة تيار التفريغ ، ميزة كل الليزرات الايونية . وهذا مبين مرة ثانية على منحن الشكل 9.24 ، المأخوذ عن ليزر اركون ايونية صغيرة تشتغل بالنظام المستمر وتثار بالتيار المستمر . وقد تمت مشاهدة زيادة مقدارها 500 مرة في شدة الخط 4880 A° للاركون ArII عند تغيير تيار التفريغ من 1.6 الى 6.0 A [52] . كما تم الحصول على منحنيات مشابهة من ليزرات اضخم . وقد دلت القياسات الكمية التي اجريت على العديد من ليزرات الاركون ArII ، بأن القدرة البصرية الخارجة لهذه الليزرات تزداد وبتناسب طردي مع I^6 قرب حد العتبة ، وينخفض هذا المعدل الى I^4 للقيم الاعلى من التيار . ومع ذلك ، تدل كل الاشكال المنشورة عن الكفاءة ، بأن الخارج الليزري لايزال يرتفع بصورة حادة مع التيار حتى تصل قابلية النظام الليزري الى غاياتها . وقد شوهد هذا

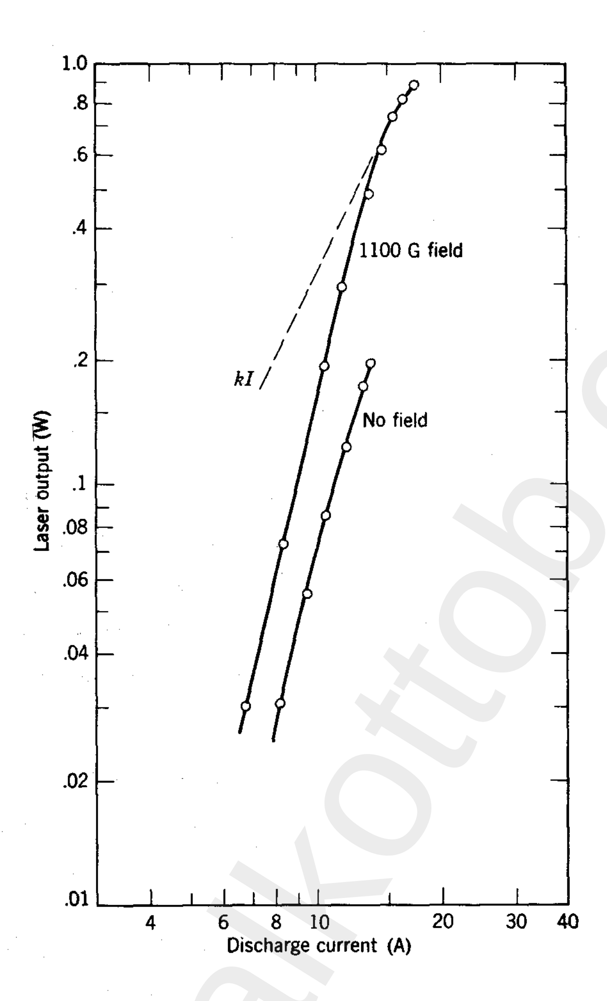
الوضع في الليزرات الايونية وهو على اختلاف حاد مع منحنيات الكفاءة في ليزرات الغاز الذري الاعتيادية . حيث يصل الخارج الليزري لليزرات الاخيرة الى قيمة قصوى مستوية ، ضمن المدى التشغيلي بحيث ان الزيادة الاكثر في تيار التفريغ ، ينتج عنها نقصان في الخارج الليزري . ويدل الصعود المستمر في منحنيات الخارج الليزري لليزرات الايونية ، على ان الغايات الممكنة لهذا النوع من توليد القدرة البصرية ، لم تصل بعد .

مطيافية خطوط الليزرات الايونية :

لقد اكتشفت الليزرات الايونية بصورة عملية ، عن طريق احداث تفريغ كهربائي في غاز او بخار وضع بهيئة عُرفت بملائمتها العامة للانبعاث المستحث ، وما ان شوهد الانبعاث المستحث ، حتى تم قياس الطول الموجي للاشعة المنبعثة ، بعد ذلك ، تم استقصاء الشروط المثالية للحصول على هذه الاشعة عن طريق ضبط وتعديل المَعْلمات بتصرّف من قبل الباحث العملي . كما أجريت قياسات للربح وقدرة الخارج الليزري ، كلما كان ذلك ممكناً ، بالاضافة الى تسجيل قياسات تعلقت بالظروف التي تقوي او تكبت الانبعاث المستحث .

وان الخطوة الاولى في التحليل النظري للتشغيل الليزري هي تعيين الانتقال الذي يؤدي الى مشاهدة الاشعة المستحثة . وتدعى هذه العملية بالتصنيف . وفي حالة الليزرات الايونية ، كثيراً مايكون هذا التصنيف بذاته صعباً للغاية ، وقد لايتم في كثير من الحالات ، على الرغم من العناية الفائقة والجدارة المؤهلة التي تميز البحوث في مجال الليزرات الايونية ، بالمقارنة مع الليزرات الذرية الاعتيادية . فان تركيب مستويات الطاقة لاغلب الايونات المهمة ـ الغازات النبيلة والهالوجينات ـ يكون اكثر تعقيداً واقل معرفة بالمقارنة مع تركيب مستويات طاقة الذرات الكاملة . وقد تطرقنا بصورة مختصرة في المقطع 9.7 الى بعض اسباب هذه الطبيعة المعقدة لتركيب مستويات طاقة الغازات النبيلة المتأينة .وقد لاحظنا انه عندما تتأين ذرة الاركون بفقدانها الكترون واحد ، فان اللب ذات الخمسة الكترونات من النوع p ، يبقى في الغلاف الثالث third shell . وتتم عملية اثارة هذا الايون بأخذ احد هذه الالكترونات الخمسة الى مدار اعلى ،* تاركين اللب بالتوزيع $3p^4$ $3s^2$ مع الكترون خارجي في مدار اعلى ، كمثل المدار 4s او 5s او 4p او

* ويمكن حدوث حالة استثنائية (انظر المقطع 9.7)



شكل 9.23 القدرة الخارجة من ليزر الاركون ArII الصغيرة ذات الموجة المستمرة والمتهيجة بترددات راديوية (8.2MHz) . طول الانبوبة 21 cm ، التجويف 2.5 mm ، الضغط 0.8 torr . ويدل الخط المنقط على ماذا يمكن ان نتوقع اذا تناسب الخارج الليزري طردياً مع I . (After Goldsborough, Hodges, and Bell [50].)

5p او 4d ، الى آخره . ويمكن ان يُترك اللب في التوزيع ^3P او ^1D او ^1S ، وان النظام الكلي للتوزيعات الايونية يطوق مجموعات كل لب من هذه الالباب Cores مع التوزيعات الممكنة للالكترون الخارجي . ومايشابه هذا الوضع ، يسود ايضاً في غازات نبيلة اخرى ، وتزيد التعقيدات كلما تقدمنا من الاركون ArII باتجاه الاركون ArIII . وهذا لايدل ضمنياً على ان الاطياف الايونية الاعلى لكل العناصر ، تصبح معقدة اكثر وبصورة تزايدية ، ولكن هذا يصح للعناصر الموجودة

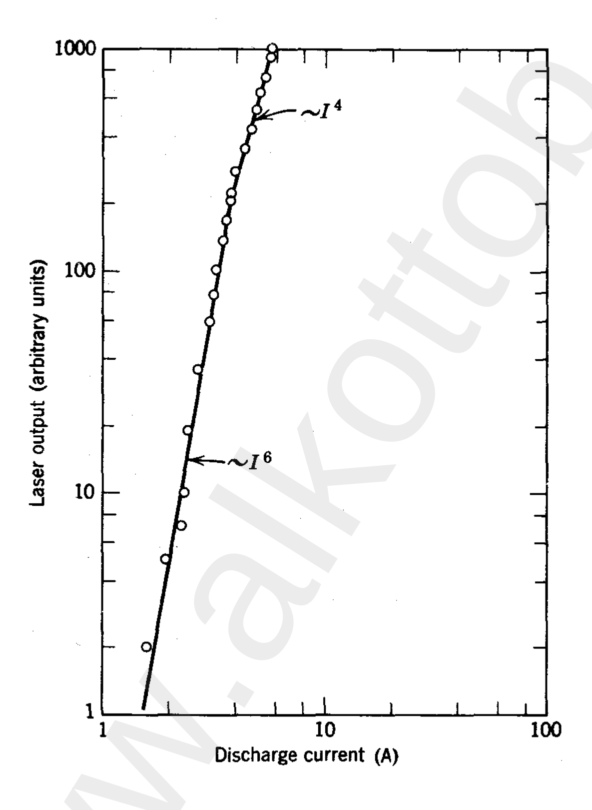
في العمودين الاخيرين من الجدول الدوري ، وهذه المواد هي من اكثر المواد الليزرية اهمية .

ولقد اعتمد الباحثون في حساب مستويات الطاقة الذرية والايونية المدرجة في الجداول ، على مشاهدات المطيافية الاعتيادية [13] . وبينما نرى بان الجداول المتعلقة بالذرات المتعادلة تبدو كاملة نوعاً ما ، الا اننا نلتقي بفجوات أكثر واكثر كلما تقدمنا باجراءتنا باتجاه الاطياف ذات الدرجات الاعلى . ومن حين لآخر نشاهد خطوط ليزرية ايونية ناتجة عن انتقالات تقع وسط مستويات لم تدرج بعد في الجداول . وفي بعض الحالات ، لانستطيع اجراء تصنيف معين بصورة دقيقة والسبب ، مع الاخذ بنظر الاعتبار دقة قياساتنا ، يعود الى احتمال اشتراك عدة ازواج من المستويات لانتاج الخط الملحوظ . وتساعد القوانين الانتقائية بصورة كبيرة في تصنيف الخطوط الليزرية الملحوظة ، على ان يتم تطبيقها بفطنة ، لان مخططات الربط coupling schemes التي تؤدي الى التسميات المستخدمة للمستويات ، تكون في صورتها المثالية سارية المفعول فقط بصورة تقريبية .

ويعتبر احسن كتالوك ، اشتمل على الخطوط الليزرية الايونية ، هو الكتالوك الذي وضع ونسق من قبل Bridges و Chester [53] ، ونشر في عام 1965 . فهو يحوي 230 خط ليزري وعلى 186 مصنف .

وعندما يجري تصنيف الخطوط الليزرية ، فان السؤال الذي يطرح نفسه ، هو اي الانواع من الانتقالات هي المفضلة وباية عمليات تفصيلية تبنى الشعبية المعكوسة فيما بين الازواج المفضلة من المستويات . لقد بقيت هذه الاسئلة الى حد الان بدون اجوبة على الرغم من التقدم الذي جرى في حالة الاركون ArII [54 ، 49] . وقد وجد بأنه نادراً ماتحدث الانتقالات الليزرية مصحوبة بتغيير في توزيع اللب . وتحدث اغلب الانتقالات الليزرية بين مستويات ذات لب من النوع ^3P ، والقليل بين مستويات ذات لب من النوع ^1D ، الا انه لم يلاحظ اي انتقال ، حوت مستويات ذات لب من النوع ^1S . وتبدأ العديد من الخطوط الليزرية من عند احد المستويات 4p وتنتهي عند المستويات السفلية s و d . وقد اقترح بأن الشعبية الفوق الاشباع للمستويات 4p هي حصيلة العديد من الانتقالات ذات النوع التعاقبي cascade-type من مستويات ماتزال اعلى ، وان الشعبية الواطئة المفضلة للمستويات 4s و 4d هي نتيجة الحقيقة المعروفة عن هذه المستويات بتصريفها السريع الى حالة الهمود للايون .

وقد كشفت الدراسة التفصيلية لخط ليزري ايوني منفرد ، خصائص تختلف بعض الشيء عن تلك الخصائص التي تمت ملاحظتها في الليزرات الذرية المتعادلة . فمنحني الربح في الخط الليزري الذري يكون متناسقاً حول مركز الخط . وهذه هي ليست الحال في الليزرات الايونية المتهيجة بالتيار المستمر ، لان الايونات تكتسب سرعة معتبرة في المجال الكهربائي وكنتيجة لهذا ، سيكون هناك زحف دوبلري مقترن مع سرعة الزحف الايوني . وان زحف الايونات من القطب الموجب والى القطب السالب ، لايسبب فقط عدم تناسق للخط ، بل يسبب ايضاً عدم استقرارية في التركيب الصيغي لليزرات الايونية [55] .



شكل 9.24 الخارج الليزري من ليزر ArII صغيرة ، وذات اثارة مستمرة وتشتغل بنظام الموجة المستمرة ، كدالة لتيار التفريغ . طول الانبوبة 25cm ، التجويف 2mm ، والضغط 0.45torr.
(After Gordon, Labula, and Bridges [52])

استعراض للانجازات :

على الرغم من ان احسن الليزرات الغازية الايونية المعروفة ، تستخدم في تشغيلها الغازات النبيلة ، الا ان هذه الغازات هي ليست الوحيدة التي يمكن استخدامها كمواد ليزرية ايونية . وبالحقيقة ، ان الفعالية الليزرية في الغازات الايونية اكتشفت اولاً من قبل Bell [47] في الزئبق HgII . وان اكتشاف ليزر ايون الزئبق في نهاية عام 1963 ، اوضح عملياً وبصورة مباشرة ثلاث من مميزات الليزر الايونية وهي : القدرة العالية والربح العالي والطول الموجي القصير مقارنة لما هو عليه في الليزرات الذرية العادية . وخلال سنة واحدة فقط من اكتشاف Bell ، اكتشف حوالي 200 من الخطوط الليزرية الايونية ، وقارب عدد مثل هذه الخطوط في نهاية عام 1968 الى اكثر من 400 خط . ويرجع العدد الاكبر من الخطوط الايونية الى الغازات النبيلة ، واما العدد الباقي فيرجع الى الهالوجينات F ، Cl ، I و Br ، وكذلك للغازات الجوية مثل O و N . ويوجد عدد من الخطوط المعروفة في الزئبق Hg ؛ وهذه الخطوط سنناقشها بصورة مختصرة في المقطع 9.12 . وقد استخدم ايضاً عناصر يمكن تبخيرها مثل B ، C ، S ، Si ، Mn ، Cu ، Zn ، Ge ، As ، Cd ، In ، Sn و Pb كمواد ليزرية ايونية . وان المصدر الاساس لمعلومات مطيافية الليزرات الايونية ، هو المقال الاستعراضي المنشور من قبل Bridges و Chester [53] . الذي نسق في اوائل عام 1965 . واما المواد المكتشفة بعد اتمام هذا العمل ، فهي مبعثرة في عدة مقالات قصيرة . وتحوي المراجع [40,56-60] عدداً كافياً من الخطوط الجديدة . ومايتعلق بالليزرات الايونية الاخرى ، فسنصفها في المقطع 9.12 وبذلك سنعطي مراجع اكثر للمنشورات الاصلية . ويحوي الجدول 9.3 على بعضاً من اقوى الخطوط الليزرية الايونية ، ادرجناها بحسب درجة الطول الموجي وهذا الجدول يحوي اقل من 10% من الخطوط الليزرية المعروفة حتى عام 1969 . لذا يجب اعتبار هذا الجدول بالاحرى نموذجاً من ان نعتبره ادراجاً كاملاً .

جدول 9.3

قائمة باقوى الخطوط الليزرية الايونية

Wavelength in Air (Å)	Element	Wavelength in Air (Å)	Element
2358	Ne IV	4765	Ar II
2625	Ar IV	4825	Kr II
2984	O III	4880	Ar II
3324	Ne II	4965	Ar II
3378	Ne II	5017	Ar II
3393	Ne II	5145	Ar II
3507	Kr III	5218	Cl II
3511	Ar III	5408	I II
3638	Ar III	5419	Xe II
4067	Kr III	5592	O III
4131	Kr III	5677	Hg II
4347	O II	5680	N II
4351	O II	5682	Kr II
4415	O II	5760	I II
4417	O II	5971	Xe II
4579	Ar II	6127	I II
4603	Xe II	6150	Hg II
4619	Kr II	6471	Kr II
4658	Ar II	6765	Kr II
4680	Kr II	6871	Kr II
4762	Kr II		

9.11 الليزرات الذرية ـ الجزيئية الصدامية
Atom — molecule collision lasers

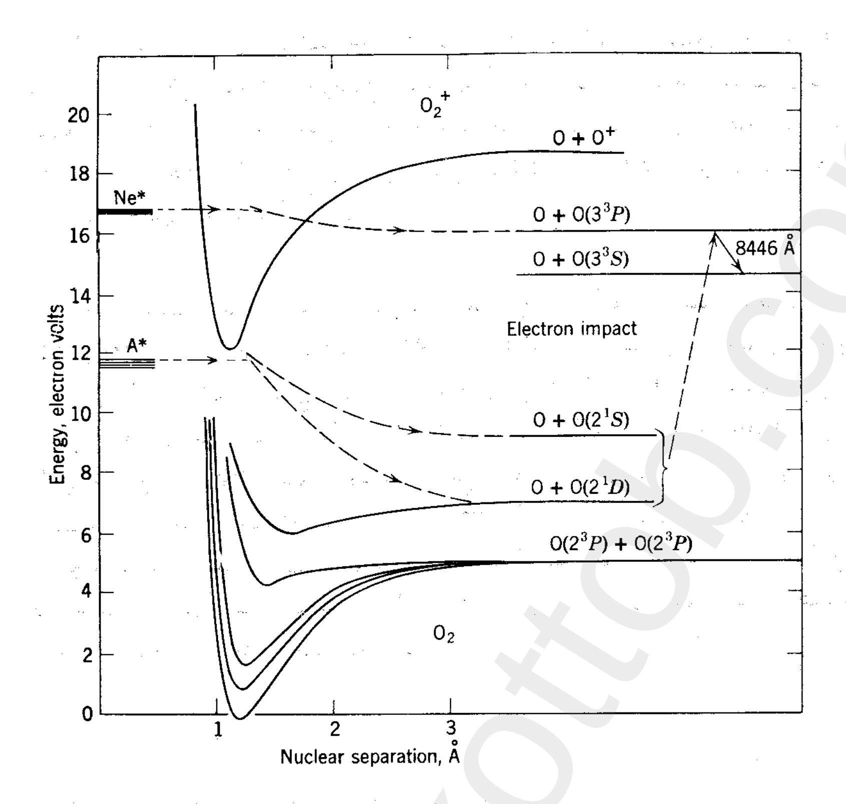
يمكن استخدام الانتقال الرنيني للاثارة في انبوبة تفريغ كهربائي كواسطة لاثارة الليزرات الذرية في وضع بحيث تكون الذرة المراد إثارتها هي بالاصل جزءاً من الجزيئة . وفي هكذا حالة ، سيتكون العنصر الفعال لليزر كنتيجة للتفكك الجزيئي في انبوبة التفريغ . والصفة المميزة لعملية التفكك التي تؤدي الى الفعالية الليزرية تكمن في كون احد العناصر المتكونة ، كنتيجة للتفكك ، لايتكون في حالة الهمود بل في احدى حالاته المتهيجة . وقد ناقشنا سابقاً هذا المبدأ ، واعني مبدأ الاثارة

بالتفكك عن طريق الارتطام بين الجزيئات والذرات المتهيجة (شبه مستقرة) في المقطع 9.1 . وان من احسن الانظمة المستكشفة والتي تؤدي فيها هذه العملية الى تأسيس الشعبية المعكوسة والفعالية الليزرية هي الانظمة $Ne\text{-}O_2$ و $Ar\text{-}O_2$. مع العلم بان العمليات مختلفة في كل من الغازين النبيلين ؛ وكلاهما قد وضحا في الشكل 9.25 . حيث تظهر في هذا الشكل ، مستويات طاقة الاوكسجين وكأنها مقدَّرة من ادنى حالة مقيدة bound state لجزيئة الاوكسجين O_2 ، والتي تقع على عمق 5.080eV تحت حالة الهمود لذرتي الاوكسجين في حالة انفصالها عن بعضها البعض . ويظهر ايضاً على الرسم التخطيطي ادنى الحالات المتهيجة (1s)* للنيون والاركون ؛ وقد اشرنا لها بالرموز *Ne و *Ar . فالانتقال من مستويات *Ne ، يعود بنا مباشرة الى مستوى جزيئي غير مستقر ، ومنه تتفكك الجزيئة منتجة احدى ذرات الاوكسجين في المستوى البدئي ($3p\ ^3P_2$) لليزر . واما في حالة الاركون Ar ، فيحدث الانتقال بالاثارة من مستويين منخفضين هما $2p\ ^1D_2$ و $2p\ ^1S_0$. وهذه هي مستويات شبه مستقرة ؛ يكون الانتقال الاشعاعي منها والى مستوى الهمود الثلاثي ، محرماً بالقوانين الانتقائية . وبسبب طبيعتهم الشبه مستقرة ، تصبح هذه المستويات ذات شعبية كثيفة ؛ وتصبح كأرصفة platforms يسهل منها الوصول الى المستوى $3p\ ^3P_2$ بوساطة الارتطام الالكتروني . وتدل القوانين الانتقائية على عدم امكانية تأسيس شعبية معكوسة فيما بين المستويين $3p^3P_2$ و $3s\ ^3S_1^o$ بوساطة الارتطام الالكتروني وحده ، واعني ، من دون مساعدة الغاز النبيل ، والسبب لان الانتقال من مستوى الهمود $2p\ ^3P_2$ والى المستوى $3s\ ^3S_1^o$ ، يكون اكثر محتملاً من الانتقال الى المستوى $3p\ ^3P_2$. وكما تبين من الشكل ، فان الانتقال الليزري هو $3p\ ^3P_2\text{-}3s\ ^3S_1^o$ وذات الطول الموجي A° 8446 .

والباحثون Bennett و Faust و McFarlane و Patel [61] ، الذين اكتشفوا هذه الليزر وقاموا بتحليل العمليات المتضمنة ، حصلوا على انبعاث مستحث للخط الطيفي 8446A° من تفريغ يشتغل بالتردد الراديوي في انبوبة طولها 2m وقطرها 7mm . وكانت مكونات الغاز هي O_2:0.014torr و Ne:0.35torr ؛ او بالخيار O_2:0.036torr و Ar:1.3torr . وكانت قدرة الخارج الليزري في كل حالة ، حوالي 2mW . ويمكن ايضاً الحصول على الاشعة نفسها من تفكك كل من CO و CO_2 و NO و N_2O بوجود الهيليوم او النيون .

---

*ان رموز راكاه لهذه الحالات هي 3s للنيون و 4s للاركون . والسبب في كون هذه المستويات ذات كثافة شعبية عالية في التفريغ المستقر ، معلل في المقطع 9.9 .



شكل 9.25 مستويات الطاقة لكل من الاوكسجين والنيون والاركون المشاركة في ليزرات $Ne-O_2$ و $Ar-O_2$. وتمثل المنحنيات طاقات حالة الكترونية مشتركة في الغازات الثلاثة .

وتعتبر حالة الغاز CO مع الهيليوم ، مهمة وملذة بشكل خاص . حيث يحدث انتقال الاثارة فيها من المستوى 2^3S للهيليوم ، وهو المستوى نفسه الذي ينتج ليزرات النيون في المنطقة قرب تحت الحمراء ($1.1\ \mu m$) . فعندما يحدث تفاعل التفكك ، سيترك كل من الاوكسجين والكاربون في حالة متهيجة وكما يلي :

$$CO + He^*(2^3S) \rightarrow O^*(2p^1S_0) + C^*(2^5S_2) + He.$$

وذرات الاوكسجين المتهيجة تكون شبه مستقرة ، وتتكون في احدى الحالات التي واجهتنا سابقاً حينما تعلق الامر بليزرالاوكسجين ـ الاركون .ومن ثم فالتفاعل الناتج عن الارتطام الالكتروني

$$O^*(2p^1S_0) + (e + KE) \rightarrow O^*(3p^3P) + e$$

يؤدي الى زيادة شعبية المستوى الليزري العلوي للاوكسجين .

وان مستوى الكاربون المتهيج $C^* (2\ ^5S_2)$ ، هو ليس المستوى الليزري العلوي للكاربون ، ولكن بالامكان الوصول الىمستوىليزري علوي من هذا المستوى بوساطة اصطدام الكتروني. أو بصورة خيارية ، يمكن الوصول الى المستويات العلوية للكاربون بواسطة انتقال الاثارة من المستويات $He^* (2\ ^3S)$ والى ذرات الكاربون وهي في حالتها الهامدة [3] .

وقد شوهد اثنان من خطوط الكاربون ؛ الاول عند الطول الموجي $1.069\ \mu m$ ، والآخر عند $1.454\ \mu m$. وبالامكان ايضاً توليد خطين للنتروجين N1 في الخليط الذي ينتج خط الاوكسجين من NO و N_2O . وبالطريقة نفسها امكن الحصول على خطين للكبريت S1 بوساطة عملية مشابهة في خليط من SF_6 والهيليوم أو من SF_6 والنيون [62] . وتقع الخطوط الليزرية للعناصر C وN وS في المنطقة قرب تحت الحمراء مابين 1.0 و $1.5\ \mu m$. وظاهرياً ، لم يكن قياس هذه الخطوط دقيقاً ، بسبب ان المعلومات المنشورة لم تكن منسجمة كلياً مع النتائج التي تم الحصول عليها من المطيافية الاعتيادية. ولذلك فان بعض من التصنيفات المقترحة لهذه الخطوط ، معرضة للشكوك .

9.12 ليزرات الهيدروجين والهالوجينات والزئبق

Lasers of Hydrogen, Halogens, and Mercury

الهيدروجين :

إن مامعروف عن ليزر الهيدروجين هو خط ليزري ذري واحد . وقد تم اكتشاف هذا الخط بصورة عرضية من قبل Bockasten ومساعديه [63] ، أثناء التجارب التي اجريت على التفاريغ النبضية في خليط الهيليوم ـ الهيدروجين . وتحدث التذبذبات لهذا الخط الطيفي ، على الخط الاول من سلسلة باشن Paschen series ، واعني الانتقال من $n=4$ الى $n=3$. والذي يناظر الطول الموجي $1.8751\ \mu m$ في الهواء . والضغط المثالي للحصول على هذه الليزر هو بحدود 3.5 torr للهيليوم و 10 mtorr للهيدروجين H . وننصح في اثارة هذا النوع من الليزر ، استخدام نبضة اثارة قصيرة وذات قدرة عالية جداً .

الهالوجينات :

يمكن الحصول على ليزرات تشغيل في الاطياف الاولى للكلورين والبرومين والايودين (الكلور والبروم واليود) في انابيب تفريغ ذات تيار منخفض ، تشبه تلك الانابيب التي استخدمت في انتاج الليزرات الذرية للغازات النبيلة . وعلى الرغم من امكانية تزويد الاثارة عن طريق التيار المستمر ، الا انه تفضل الاثارة بالترددات الراديوية في حالة الهالوجينات بسبب ان هذه الغازات تعمل على تدمير اغلب الاقطاب الكهربائية . وتشتغل انابيب التفريغ بصورة احسن عندما يتواجد فيها ايضاً غاز نبيل (الهيليوم عادة) . وتملىء انبوبة التفريغ بالغازات HCl أو HI أو HBr ، وتتكون الذرات الفعالة في انبوبة التفريغ عن طريق تفكك الجزيئات . وتتم اثارة هذه الليزرات بوساطة الصدام الالكتروني. (ان ليزرات الهالوجينات التي يكون مصدر اثارتها هو التفكك الجزيئي سنناقشها في المقطع 9.14) . وقد شوهدت الخطوط الليزرية للذرات الكاملة من الهالوجينات في المدى من الطول الموجي المحصور مابين $1.3\ \mu m$ و $3.4\ \mu m$. ويحوي الجدول 9.4 على ثلاثة عشر خطاً من الخطوط التي تمت مشاهدتها وتسميتها .

وتثار ليزرات الهالوجينات الايونية بتفاريغ تيارات عالية . ويمكن ان يكون تشغيلها نبضي او بالنظام المستمر ، كما هو الحال مع الليزرات الايونية للغازات النبيلة . واما الصعوبات التي تواجهنا حينما يتعلق الامر ببناء وتشغيل مثل هذه الليزرات ، فقد نوقشت في المقطع 9.10 . وهذه الصعوبات موجودة ايضاً في ليزرات الهالوجين الايونية ؛ بالاضافة لذلك ، فان الطبيعة التآكلية للهالوجينات وخاصة F وCl ، فاقمت كل المشاكل التقنية التي نصادفها عادة في بناء الليزر .

ويمكن الحصول على العديد من الخطوط الليزرية في الهالوجينات المتأينة ، الا ان التصنيف الفعلي لعدد قليل من هذه الخطوط ليس اكيداً . والخطوط الليزرية العشرة والتي تعزى الى ايونات مختلفة من الفلور F ، شوهدت في مدى الطول الموجي الممتد من 2700 والى $6400\,\mathring{A}$ [68] . واما الخطوط الليزرية للكلور Cl II فتمتد من 4100 والى $6100\,\mathring{A}$ [60] . ويقع العديد من خطوط الكلور Cl III مابين 3190 و $3750\,\mathring{A}$ [68] . كما تمت مشاهدة اثني عشر خطاً من خطوط البروم Br II الليزرية في المدى 5180 الى $6200\,\mathring{A}$ [56,69] . وتشتغل ليزرات اليود الايونية في الطيف المرئي من 5400 الى $7032\,\mathring{A}$ [70] .

جدول 9.4

ليزرات الهالوجينات (الذرات الكاملة فقط)

Line Number	Wavelength in Air (μm)	Element	Transition	References
1	1.3863	Cl	$3d\ ^2D_{5/2}-4p\ ^4D^o_{5/2}$	[64]
2	1.3893	Cl	$3d\ ^4P_{3/2}-4p\ ^4D^o_{3/2}$	[64]
3	1.4542	I	$(^3P_1)6d[2]_{3/2}-(^3P_1)7p[1]^o_{3/2}$	[64]
4	1.9755	Cl	$3d\ ^4D_{7/2}-4p\ ^4P^o_{5/2}$	[65, 66]
5	2.0199	Cl	$3d\ ^4D_{5/2}-4p\ ^4P^o_{3/2}$	[65, 66]
6	2.2854	Br	$(^3P_2)4d[3]_{7/2}-(^3P_2)5p[2]^o_{5/2}$	[67]
7	2.3511	Br	$(^3P_2)4d[3]_{5/2}-(^3P_2)5p[2]^o_{3/2}$	[67]
8	2.4470	Cl	$3d\ ^4D_{7/2}-4p\ ^4D^o_{7/2}$	[64]
9	2.5986	I	$(^3P_1)5d[2]_{3/2}-(^3P_1)6p[1]^o_{3/2}$	[64]
10	2.7571	I	$(^1D_2)5d[2]_{5/2}-(^1D_2)6p[1]^o_{3/2}$	[67]
11	2.8375	Br	$(^3P_2)4d[3]_{7/2}-(^3P_2)5p[3]^o_{5/2}$	[67]
12	3.2359	I	$(^3P_2)5d[2]_{5/2}-(^3P_2)6p[1]^o_{3/2}$	[66, 67, 68]
13	3.3405	I	$(^3P_2)5d[4]_{5/2}-(^3P_2)6p[3]^o_{5/2}$	[66, 67, 68]

الزئبق :

يتم عادة الحصول على التذبذبات الليزرية في خطوط الزئبق بوساطة التفاريغ الكهربائية خلال خليط غازي يحوي غازاً نبيلاً بالاضافة الى بخار الزئبق Hg . ويستخدم عادة الهيليوم والاركون بضغط يتراوح مابين 0.5 و 5 torr . ويتم تعديل ضغط بخار الزئبق ، بتوجيه درجة حرارة انبوبة التفريغ او الذراع الجانبي الحاوي على الزئبق السائل . وتجرى التجارب عادة في مدى من الدرجات الحرارية تتراوح مابين 45 الى 85°C . وتثار ليزرات الزئبق بنبضات تيار مستمر قصيرة الامد ، يتم الحصول عليها من متسعات مشحونة في الاقل الى فلطية مقدارها 10 kV . كما ويمكن الحصول على نوعي ، الخطوط الذرية والخطوط الايونية ، في الجهاز التجريبي ، الا ان الخطوط الايونية تكون مفضلة اكثر في تفاريغ بضغوط واطئة . ويفضل استخدام انابيب التفريغ بقطب سالب اجوف Hollow cathode في ليزرات الزئبق الايونية . حيث تتكون من ثلاثة انابيب معدنية متراصة على طول المحور المشترك ، ومتصلة مع بعضها البعض بمقاطع عازلة . وتستخدم الانبوبة المعدنية المركزية كقطب سالب (كاثود) ، وتعمل الانبوبتان الخارجيتان كأقطاب موجبة (آنود) .

وتاريخياً ، يمكننا القول بأن اكتشاف ليزر الزئبق Hg II الايونية من قبل Bell [47] ، كان متقدماً على كل الليزرات الايونية الاخرى . وعلى الرغم من كون الخطوط الليزرية في الزئبق قد تمت مشاهدتها منذ عام 1963 ، وهناك عدد

جدول 9.5
الخطوط الليزرية للزئبق Hg I

Line Number	Wavelength in Air (μm)	Transition
1	1.1177	$7p\ ^1P_1^o$–$7s\ ^3S_1$
2	1.3675	$7p\ ^3P_1^o$–$7s\ ^3S_1$
3	1.5295	$6p'\ ^3P_2^o$–$7s\ ^3S_1$
4	1.6920	$5f\ ^1F_3^o$–$6d\ ^1D_2$
5	1.6942	$5f\ ^3F_2^o$–$6d\ ^3D_1$
6	1.7073	$5f\ ^3F_4^o$–$6d\ ^3D_3$
7	1.7110	$5f\ ^3F_3^o$–$6d\ ^3D_2$
8	1.7330	$7d\ ^1D_2$–$7p\ ^1P_1^o$
9	1.8130	$6p'\ ^3F_4^o$–$6d\ ^3D_3$
10	3.93	$6d\ ^3D_3$–$6p'\ ^3P_2^o$ or $5g\ G$–$5f\ F$
11	5.88	$6p'\ ^1P_1^o$–$7d\ ^3D_2$
12	6.49	$9s\ ^1S_0$–$8p\ ^1P_1^o$ or $11p\ ^3P_1^o$–$10s\ ^3S_1$

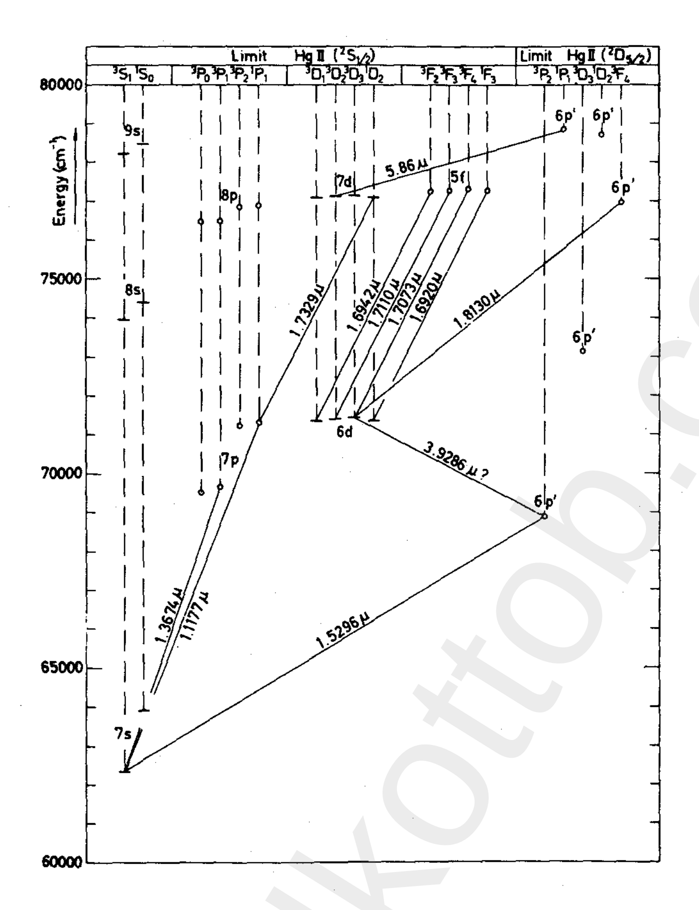
من المقالات المنشورة عنها ، الا انه يوجد مقدار معين من الالتباس في مجموعة الكتابات يتعلق باصل هذه الخطوط . وقد زوِّد هذا المقطع بالجداول 9.5 و 9.6 لكيما نبدد بعض من هذا الالتباس ونفحص المعلومات المتوفرة حول كل خطوط الزئبق المؤشرة والمؤكدة . فالجدول 9.5 ، يمثل تلخيصاً مكثفاً لمواد موجودة في مقال يحوي مراجع للمنشورات الاصلية المتعلقة بليزرات الزئبق Hg I [71] . واما الجدول 9.6 ، فقد تم تحضيره معتمدين وبصورة واسعة على مقالة الباحثين Bloom و Bell و Lopez [72] . التي تحوي مراجع لمنشورات اخرى . وتبين الاشكال 9.26 و 9.27 ، مخططات الترمات term schemes للزئبق Hg I و Hg II مقرونة بالخطوط الليزرية المدرجة في الجداول .

جدول 9.6
الخطوط الليزرية للزئبق المتأين

Spectrum	Line Number	Wavelength in Air (Å)	Transition	References
II	1	5678	$5f\ ^2F^o_{7/2}-6d\ ^2D_{5/2}$	[47, 72, 73]
	2	6150	$7p\ ^2P^o_{3/2}-7s\ ^2S_{1/2}$	[47, 72, 73]
	3	7346	$7d\ ^2D_{5/2}-7p\ ^2P^o_{3/2}$	[47, 72]
	4	8547	$5g\ ^2G_{7/2}-6p\ ^2F_{5/2}{}^a$	[47]
	5	9396	$10s\ ^2S_{1/2}-8p\ ^2P^o_{3/2}$	[72]
	6	10583	$8s\ ^2S_{1/2}-7p\ ^2P^o_{3/2}$	[47, 72]
	7	15554	$7p\ ^2P^o_{3/2}-6d\ ^2D_{5/2}$	[72]
III	1	4797	$5d\ ^86s^2(J = 2)-5d\ ^96p_{1/2}(J = 3)$	[73]

وتمتلك ذرة الزئبق المتعادلة ، غلافاً مملوءاً من النوع 5d زائداً الكترونين في لتوزيع $6s^2$ ، عندما تكون الذرة في حالة الهمود . وعند الاثارة يرتقي احد الاثنين من الالكترونات 6s او احد الالكترونات 5d الى مستوى اعلى . والحالات الناتجة عن توزيع اللب $5d^{10}6s$ ، معروفة جيداً . وهي معروضة على الجانب الايسر من الشكل 9.26 . ومدرجة تحت العنوان "Limit HgII ($^2S_{1/2}$)" ، لان هذا الايون ينتج عندما يزال الالكترون المتهيج كلياً . واما الحالات الناتجة عن التوزيع $5d^3 6s^2$ ، فقد استدل عليها بشارحات primes ؛ وهي معروضة على الجهة اليمنى من الشكل . وان اية حالة متهيجة للزئبق HgI ، تمتلك الكترونين غير مزدوجين ؛ تكون حالاتها اما احادية او ثلاثية .

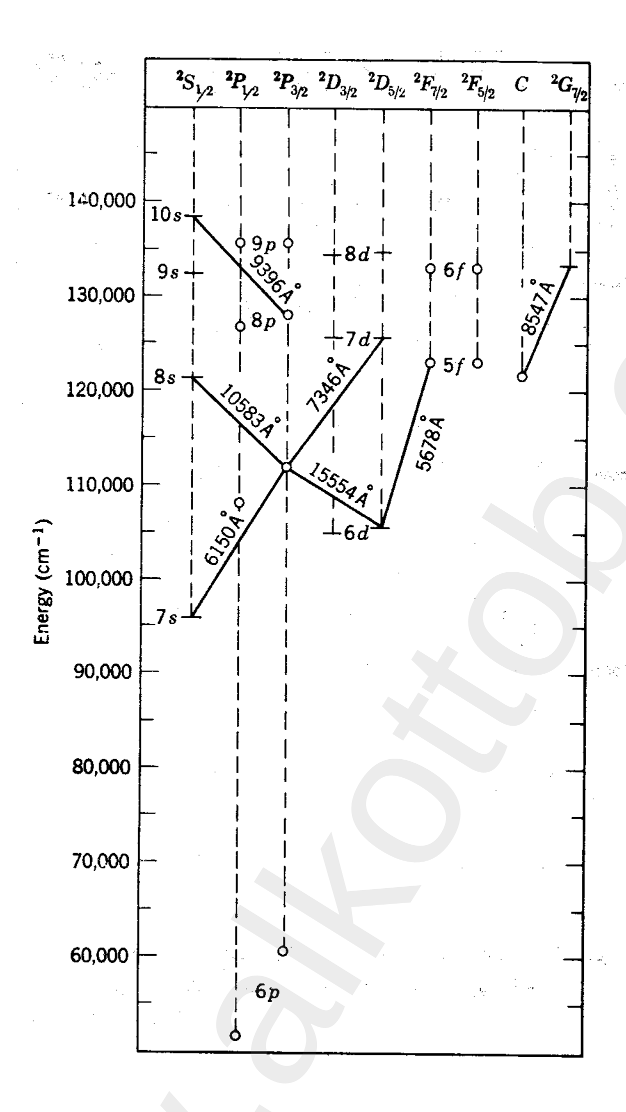
ويكون تركيب ايون الزئبق HgII ابسط ، فهو يمتلك الكترون اضافي واحد خارج الغلاف المغلق . ومبدئياً ، يمكن انجاز التأين بازالة الكترون من النوع 5d ، وهذا يعني ، مثل معظم الحالات ذات الشارحة في الشكل 9.26 . ومع ذلك ، فهكذا ايونات لاتشارك بتاتاً في الانتقالات الليزرية الملحوظة ، وبناء عليه ، لم تظهر المستويات المناظرة في الشكل 9.27 . لان الشكل المذكور يحوي مستويات الزئبق HgII ، ذات غلاف من النوع 5d مغلق ، والكترون خارجي واحد . ويشابه تركيب هذا الرسم التخطيطي ، لذلك الرسم الذي واجهنا في مطيافية القلويات alkalis .



شكل 9.26 جزء من مخطط الترمات للزئبق Hg I. تمثل الدوائر مستويات فردية وتمثل الخطوط الافقية مستويات زوجية. وقد أشير الى الانتقالات بخطوط تناظر الخطوط الليزرية الملحوظة.
(After Bockasten et al. [71].)

وتكون الخطوط المرئية 5677A° و 6150A° للزئبق HgII ، قوية جداً ، ولربما تكون ملائمة تماماً لكثير من التطبيقات.* وتكون هذه الخطوط حادة لان تأثير دوپلر لايسبب الا القليل من التعريض ، ولان سرعة الايونات الثقيلة تكون صغيرة جداً. واما في ليزر الزئبق HgIII ، فمعروف خط ليزري واحد فقط.

* لقد تم قياس قدرة قصوى خارجة مقدارها 40W عند الطول الموجي 6150Å في التجارب الاولى [47].



شكل 9.27 شكل تخطيطي جزئي لمستويات طاقة الزئبق HgII ، يبين الانتقالات الليزرية المعروفة والمستويات المبينة تمتلك التوزيع اللي $5s^2\,5p^6\,5d^{10}$ باستثناء المستوى C ، فهو من النوع $^2F_{5/2}$ وبتوزيع لب غير معروف . تمثل الدوائر مستويات فردية وتمثل الخطوط الافقية مستويات زوجية .

الاساسيات المطيافية :

يعتبر العرض التفصيلي المنظم لعناصر المطيافية الجزيئية مهمة ذات دقة اكثر مما يرغب به المؤلف ليشرع به او مايلائم القارىء احتماله . وعلى الرغم من ذلك ، يجب ان نضع حقائق اساسية معينة من هذا الضبط وبتركيز حاد لكيما نتمكن من اجراء استعراض للمبادىء التشغيلية لليزرات الايونية . ويفضل ايضاً ان يكون تقديمنا للتسميات المستعملة في الكتب المرجعية للظواهر الجزيئية باسلوب اولي وبسيط . والمناقشة هنا ، هي استمرارية للعرض التفصيلي الذي بدأ في المقطع 9.1 . ولكيما نتجنب التعقيدات الزائدة ، سيكون تحليلنا محدداً بفحص الجزيئات الخطية linear molecules . وهذه تتضمن بالطبع كل الجزيئات ثنائية الذرة وكذلك الجزيئات ثلاثية الذرة من النوع CO_2 ، ولكن لسوء الحظ ليس الاكثرهم شهرة : واعني H_2O .

تتكون طاقة الجزيئة (او اي نظام ميكانيكي) كما نعلم ، من قسمين رئيسيين ، يُشتق الاول من حركة مركز الكتلة ومن حالة موضعه في مجال قوة خارجية ، واما الثاني فهو الطاقة المحسوبة في منظومة موضوعة عند مركز كتلة الجزيئة . ويرتبط الجزء الاول من الطاقة ببساطة ، بالحركة الانتقالية للجزيئة . وسوف لانتطرق اليه هنا . واما الجزء الثاني، وهو الطاقة الداخلية ، فيجب علينا بحثه اكثر . وكما ذكرنا سابقاً في المقطع 9.1 ، تعزى هذه الطاقة الداخلية الى ثلاثة مصادر وهم : توزيع النوى والالكترونات ، واهتزازات النوى ، والحركة الدورانية للجزيئة ككل . وسوف لانُلمح الى غياب الافعال المتبادلة بين هذه الظواهر . ومايعني هذا ، هو كالاتي : يُظن بان الطاقة الداخلية E_i للجزيئة تتكون من مجموع ثلاثة حدود :

$$E_i = E_e + E_v + E_r. \qquad (13.1)$$

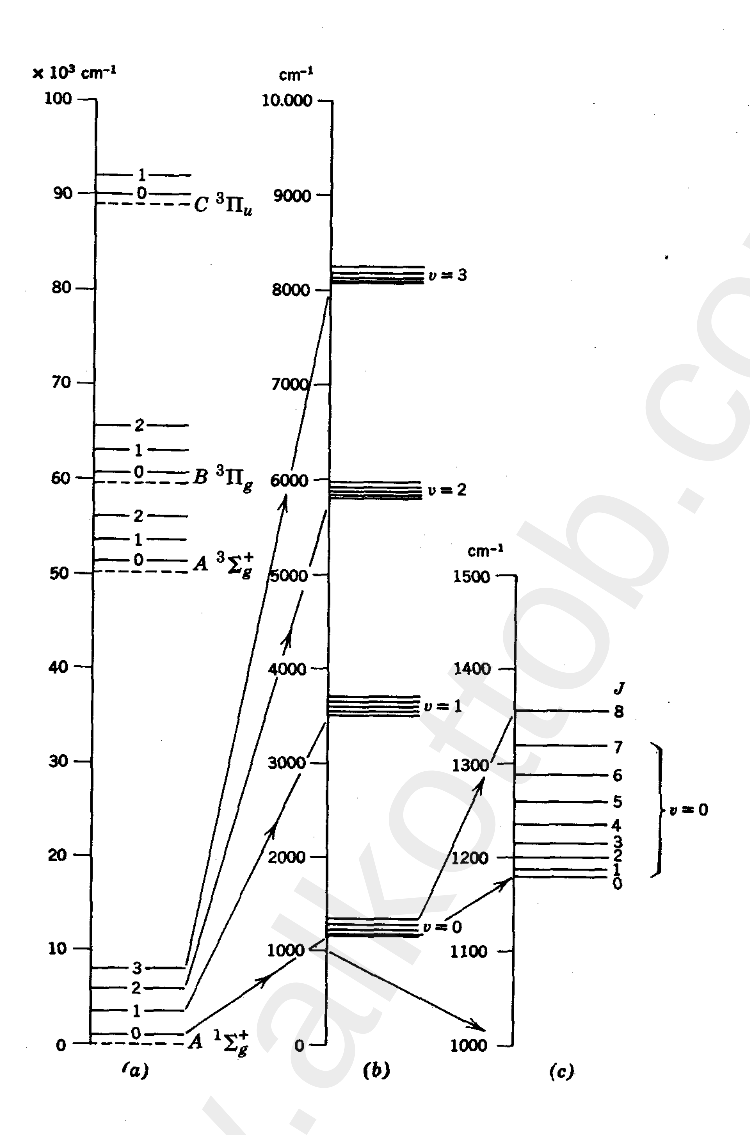
وهنا E_e ، هي طاقة التوزيع النووي والالكتروني، .ويعني هذا ، الطاقة التي تمتلكها الجزيئة في غياب كل الحركات الاهتزازية والدورانية ، وتمثل E_v الطاقة الاضافية التي تنتج من الاهتزازات بدون الحركة الدورانية ، و E_r هو التوازن الذي يجب ان يضاف عند تواجد الحركات الدورانية .

ولقد جرت العادة في المطيافية الجزيئية بابدال قيم الطاقة بقيم الترمات (الحدود) terms التي تنتج من تقسيم قيم الطاقة على الثابت hc . وهذا التمرين يكافىء قياس الطاقات بدلالة الارقام الموجية . وكنتيجة لهذا ؛ سيعطي الفرق بالترمات ، مقلوب الاطوال الموجية للانتقالات بصورة مباشرة . وكثيراً مانشير بهذه المقاليب من الاطوال الموجية الى الترددات ونرمز لها بالحرف ν . وتعطى ترمات المطيافية الجزيئية بصورها المألوفة كالآتي :

$$T_e = \frac{E_e}{hc}, \quad G(v) = \frac{E_v}{hc}, \quad F(J) = \frac{E_r}{hc}.$$

وهذه الثلاثة انواع من الترمات terms (الحدود) ، ذات مراتب عشرية مختلفة . واذن ، عندما نريد فحص تركيب مستويات طاقة الجزيئة N_2 . مثلاً ، علينا اجراء الفحص على ثلاث مقاييس مختلفة . الاول مبين على الجهة اليسرى من الشكل 9.28 . ومامعروض في الشكل هي المستويات الالكترونية الاربعة الاولى مع اضافة قليلة من المستويات الاهتزازية . واما المستويات الدورانية فلايمكن اظهارها على هذا المقياس . ويبين الجزء المركزي من الشكل ، الحالة الالكترونية الهامدة مع حالاتها الاهتزازية الاربعة الاولى على مقياس مكبر عشر مرات . وقد أُشير الى القليل من المستويات الدورانية . وباستخدام مقياس مكبر عشر مرات اخرى على اليمين ، ظهرت المستويات الدورانية لحالة دورانية مفردة .

وبالمقارنة مع المطيافية الذرية ، التي تستخدم الحروف S و P و D لتسمية الانواع المختلفة من التوزيعات الالكترونية ، نجد بأن الحروف اليونانية الكبيرة المناظرة Σ و Π و Δ ، تستخدم في المطيافية الجزيئية . حيث تدل هذه الرموز الى قيمة الرقم الكمي الذي يُعرف مركبة الزخم الزاوي للمدار باتجاه محور الجزيئة . فيدل الحرف Σ على ان هذه المركبة هي صفر ، والحرف Π على انها $\hbar$ ، والحرف Δ على انها $2\hbar$. ويمكن الاستدال على كثرة المستوى بدليل علوي الى اليسار كما في المطيافية الذرية . فعندما يتواجد اثنان من الالكترونات يساهمان في تكوين الجزيئة ، فان الرمز $^1\Sigma$ — ويلفظ سيكما احادية ــ يدل على ان اللف الذاتي spin للالكترونين متعاكسين ، بينما الرمز $^3\Sigma$ — ويلفظ سيكما ثلاثية ــ يدل على توزيع سيكما ذات لف ذاتي متراص بصورة متوازية . وتضاف العلامة + ، كدليل علوي ، اذا بقيت الدالة الموجية للجزيئة بدون تغيير عند انعكاسها عن مستوى يمر خلال محور الجزيئة . بينما تضاف العلامة ــ ، عندما يُغير هذا الانعكاس اشارة الدالة الموجية . ويوجد زوج اضافي من الرموز ، g و u ، تستخدم للدلالة على تكافؤ



شكل 9.28 مستويات النيون N_2 الالكترونية والاهتزازية والدورانية .

parity الحالة الالكترونيه . وتشير الى تناسق الحالة الالكترونية عند عكس كل الاحداثيات ، واعني ، معكوس الحالة حول مركز الجزيئة . فمثلاً ، هناك عدة حالات من النوع $^3\Sigma_u^+$ في النتروجين N_2 ، ويجرى التمييز بينها بوضع حرف لاتيني اضافي في المقدمة ؛ مثال ذلك ، $A^3\Sigma_u^+$. وان السبب في استخدام رموز التناسق في المطيافية الجزيئية هو السبب نفسه الذي دفعنا الى استخدام الرموز S

و P و D ، الى آخره في المطيافية الذرية . فلو عَرَفَ احدنا استخدام القوانين الانتقائية ، فسيكون من السهل عليه نسبياً ، عمل توقعاته حول شدة الانتقالات من انواع التناسق المتوفرة في الحالات المتضمنة . ولسوء الحظ ، فان القوانين الانتقائية للانتقالات الالكترونية في الجزئيات ، هي في الواقع معقدةِ . فهي تختلف في حالة الجزيئات التي لها نوى متشابهة ، وكمثال النتروجين N_2 ، عما عليه في الجزيئات التي لها نوى مختلفة مثل CO . وفي الواقع ، يحتاج استعراض هذه القوانين ، الى تحليل مطول ، وهذا مالسنا مهيئين للشروع فيه . والقارىء الراغب ، يمكنه ايجاد هذا الموضوع في رسالة الباحث Herzberg [1] .

وتتميز الترمات الاهتزازية للجزيئة بوساطة الارقام الكمية الاهتزازية . وفي حالة النتروجين N_2 ، تتواجد درجة حرية اهتزازية واحدة فقط ، ولذلك يكفي في هذه الحالة ، رقم كمي واحد وهو v . وبالنسبة لاي مستوى الكتروني ثابت ، تكون المستويات الاهتزازية المقترنة بالارقام الكمية $v = 0$ ، 1 ، 2 ، الى آخره ، مفصولة عن بعضها البعض بمسافات متوازية تقريباً ، ولكن ليس بصورة دقيقة . وتكتب عادة صيغة الترمات الاهتزازية ، والتي هي بمثابة تعميم لصيغة المتذبذب التوافقي (1.1) ، بالشكل

$$G(v) = \omega_e[(v + \tfrac{1}{2}) - \chi_e(v + \tfrac{1}{2})^2 + \cdots], \qquad (13.2)$$

وسنلغي الحدود ذات الدرجات العليا والموشرة بالنقاط ، من مناقشتنا . وعندما تهمل X_e ، نستعيد صيغة المتذبذب الكلاسيكية ذات التردد $\omega_e = \nu_0/c$. وبالنسبة للحالة الالكترونية الهامدة للنتروجين N_2 ، تكون قيم الثوابت في العلاقة (13.2) هي كما يلي :

$$\omega_e = 2359.6 \text{ cm}^{-1}, \quad \omega_e\chi_e = 14.46 \text{ cm}^{-1}.$$

وتدل هذه القيم على رجحان (تفوّق) الحد الاول في العلاقة (13.2) . ويذكرنا الرمز الدليلي السفلي e ، على ان الثوابت الاهتزازية في حالة الكترونية اخرى ، لربما تختلف بصورة كبيرة وتنتج في فواصل نطاقية اهتزازية مختلفة . ومن المهم ان نلاحظ بأن الحد الاهتزازي لايساوي صفراً للقيمة $v = 0$ ، ولكنه يساوي تقريباً $\frac{1}{2}\omega_e$. ولهذا السبب فان اوطىء حالة طاقة لجزيئة النتروجين ، تكون على ارتفاع 1180 cm^{-1} تقريباً فوق الطاقة الالكترونية للجزيئة (انظر الشكل 9.28) .

ويعطى الحد الدوراني في تقريبه الاول بالشكل

$$F(J) = B_v J(J+1). \tag{13.3}$$

وهنا الرقم J ، هو الرقم الكمي الدوراني (وليس الزخم الزاوي الكلي) ، و

$$B_v = \frac{h}{8\pi^2 cI}, \tag{13.4}$$

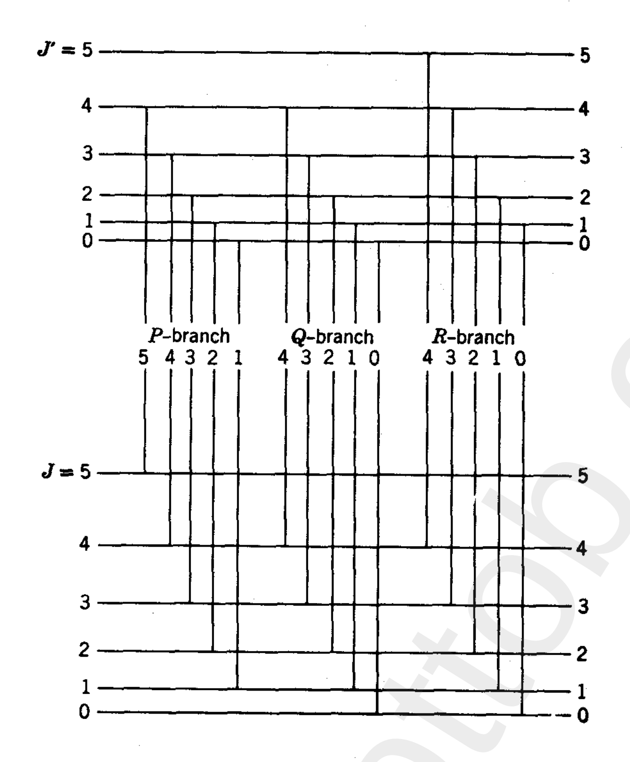
حيث تمثل I ، عزم القصور الذاتي للجزيئة حول محور دورانها . وتعتمد هذه الكمية ، واعني B_v ، قليلاً على الحركة الاهتزازية للجزيئة ، وهذا الاعتماد يعلل ظهور v كأشارة لاحقة . ومرة اخرى ، لو استخدمنا كمثال ، الحالة الالكترونية الهامدة للنتروجين N_2 ، تكون قيمة B_v هي $2.0 cm^{-1}$.

ولقد واجهنا في المقطع 9.1 ، القانون الانتقائي الاساسي للفعل المتبادل بين المجال الاشعاعي والانتقالات الدورانية ، ونذكر مايلي : اذا تغير الرقم الكمي الدوراني J ، فسيكون تغيره في جميع الحالات بمقدار 1+ او 1 - .* ويتم تصنيف خطوط الطيف الدوراني ـ الاهتزازي ، استناداً الى التغيير في J . فعندما يكون التغيير $\Delta J = +1$ ، يقال بأن الخط يعود الى الفرع P ؛ وعندما $\Delta J = 0$ ، الى الفرع Q ؛ وعندما $\Delta J = -1$ ، الى الفرع R . وهنا نحسب دائماً الانتقال الانبعاثي ؛ واعني ، من المستوى العلوي والى السفلي . وترقم الخطوط بالرقم الكمي الدوراني للمستوى السفلي . ولذلك ، يعين الخط P(1) انتقال من المستوى الدوراني $J' = 0$ والى المستوى J = 1 . (وطبيعياً ، يمكن للطاقة الاهتزازية ان تتغير ايضاً .) ويبدأ عادة الفرع P بالرقم 1 ، واما الفروع Q و R فتبدأ بالرقم O .* ويبين الشكل 9.29 ، تركيب الفروع لنطاق اهتزازي ـ دوراني منفرد . وتحدث جميع الخطوط الطيفية المبينة في الشكل ، بين اثنين من المستويات الاهتزازية الثابتة للحالة الالكترونية نفسها .

---

* لاينطبق هذا النص على الظواهر المتضمنة لاكثر من فوتون واحد ، كما هو الحال مثلاً ، في ظاهرة رامان Raman .

* تطبق هذه الحالة عندما تكون الحالة الالكترونية من النوع Σ ، وهي الحالة الاكثر شيوعاً ؛ واما الحالات الاخرى فانظر رسالة الباحث Herzberg [1] .



شكل 9.29 تركيب الفروع P و Q و R لنطاق اهتزازي ـ دوراني . (الفرع P : يحدث من J-1 الى J ، والفرع Q : من J الى J والفرع R : من J+1 الى J .)

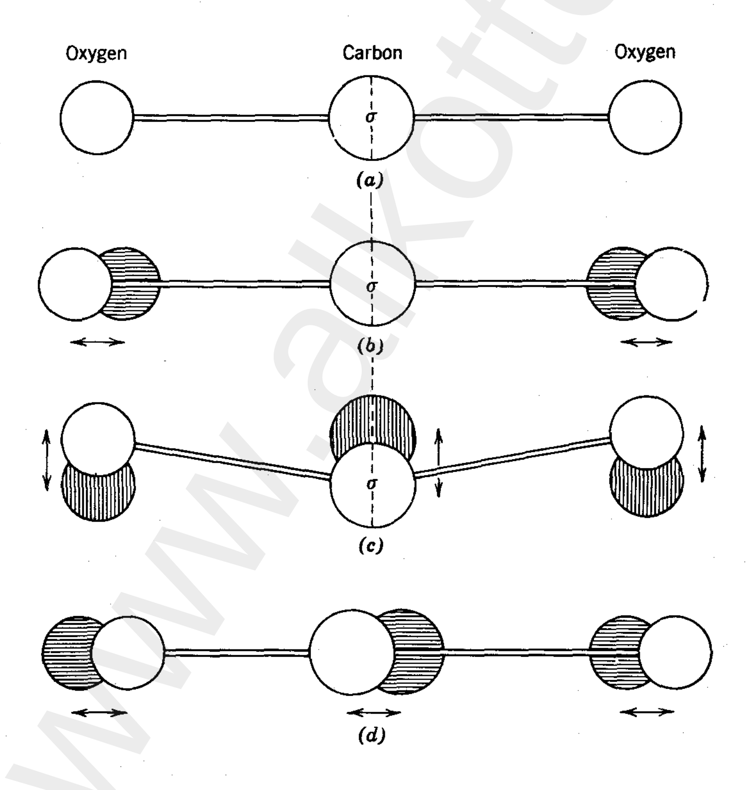
وعندما لاتتغير الحالة الالكترونية للجزيئة ، بامكان الرقم الكمي الاهتزازي v ان يتغير بمقدار o او 1+ او 1- . فعندما يتغير بمقدار 1+ ، يكون هناك امتصاص في الطاقة . واما اذا لم يتغير v ، فسيكون عندنا طيف دوراني نقي . واذا انخفض v بمقدار وحدة واحدة ، يحدث عندئذ انبعاث اشعاعي في احد الخطوط للطيف الاهتزازي ـ الدوراني .

اما اذا تغيرت الحالة الالكترونية ، فان التغيير في v سوف لايكون مقيداً بهذا الشكل . وستكون الانتقالات محتملة الحدوث في كثير من الحالات الاهتزازية المختلفة ، وبذلك يمكن تخمين الاحتماليات النسبية لهذه الانتقالات من مبدأ فرانك ـ كوندون الذي ينص على مايلي : تكون احتمالية الانتقال كبيرة عندما لاتحتاج الا الى القليل من إعادة الضبط للمسافات البينية للذرات والزخوم .

ويوجد في المطيافية الجزيئية ، مستويات شبه مستقرة ، والنطاق $v = 1$ للحالة الالكترونية الهامدة للنتروجين N_2 هو احسن مثال لذلك . ففي هذه الحالة الهامدة ، يكون توزيع الشحنة charge distribution متناسقاً حول مستوى التناسق الرئيسي للجزيئة . ولاتمتلك الجزيئة عزم ثنائي القطب الكهربائي . كما لايستحدث تذبذب ذرات النتروجين اي مجال كهرومغناطيسي . وبناء على هذا ، فان جزيئة النتروجين N_2 المتهيجة الى احد المستويات الاهتزازية لحالة الهمود الالكترونية ، ليس بمقدورها الاضمحلال من خلال بعثها لاشعة ثنائي القطب الكهربائي . ويتم تحديد مدى العمر الفعلي لهذه الحالات بوساطة عملية الخمود من خلال التصادمات مع الجزيئات الاخرى ومع جدران الانبوبة . وعلى الرغم من ان الجزيئات الموجودة في الحالات $v = 2$ ، 3 ، والى اخره ، يمكن ان تفقد بعضاً من طاقتها بتصادمها مع الجزيئات في الحالة $v = 0$ ، الا ان تلك الجزيئات الموجودة في الحالة $v = 1$ تكون بالحقيقة ثابتة بدون تغيير . ولذلك تضمحل شعبية هذه المستويات بصورة جداً بطيئة . وتدل القياسات العملية بان مدى العمر الفعلي لهذه الحالة هو حوالي 100 msec . وفي عملية التفريغ الكهربائي في النتروجين N_2 ، سيتجمع عدد ضخم من الجزيئات في هذا المستوى للنتروجين $(v = 1)$ كنتيجة للاصطدامات الالكترونية التي ترفع الجزيئات الى مختلف المستويات الاهتزازية وكذلك كنتيجة للعمليات المتعاقبة من المستويات الالكترونية المتهيجة . ويعتبر تجميع جزيئات النتروجين N_2 $(v = 1)$ عند المستوى $2331\,cm^{-1}$ فوق مستوى الهمود ، ذات اهمية كبيرة من وجهة نظر تقنية الليزر الجزيئية . حيث يلعب هذا المستوى ، دوراً مشابهاً للدور الذي يلعبه المستويان الشبه مستقرين للهيليوم He في تقنية ليزر الغاز الذرية .

في مامضى ، توجهت مناقشتنا باتجاه الجزيئات من النوع البسيط ، المتمثلة بالنتروجين N_2 . ولكن اذا تواجد ذرة ثالثة في الجزيئة فان معالجة الطيف الدوراني ـ الاهتزازي ، تكون اكثر تعقيداً . وبسبب اهمية غاز ثاني اوكسيد الكاربون CO_2 كمادة ليزرية ، من الضروري مناقشة الطيف الدوراني ـ الاهتزازي لهذه الجزيئة . ولكون هذه الجزيئة هي جزيئة خطية ، فأنها تمتلك درجة حرية دورانية واحدة فقط ، كما ان تركيبها الاهتزازي بسيط نسبياً ، بسبب مستوى التناسق σ العمودي على محور الجزيئة . وان جزيئة CO_2 تمتلك اربع درجات حرية اهتزازية . ويوضح الشكل 9.30 ، صيغة التذبذبية العيارية . ويبين الرسم التخطيطي (a) من الشكل ، الذرات وقد تجمدت في مواقع توازنها . اما الرسم (b) فيوضح الحالة الاهتزازية الاكثر تناسقاً ، حيث تبقى ذرة الكاربون ثابتة عند مركز الكتلة ، بينما تتحرك ذرات الاوكسجين مبتعدة ومقتربة منها ،

ومقتربتين من مراكزها في الوقت نفسه ، بحيث يبقى المستوى σ هو المستوى التناسقي دائماً اثناء الحركة . ويبين الرسم (c) واحدة من الصيَّغ المنحنية للتذبذب ، مع حركة ذرات الاوكسجين بنفس الاتجاه وحركة ذرة الكاربون في الاتجاه المعاكس ، تاركين مركز الكتلة من دون تغيير . وخلال هذا النوع من الاهتزاز ، تخسر الجزيئة صفتها الخطية ، ولكن يبقى المستوى σ هو المستوى التناسقي كما كان سابقاً . وتعتبر هذه الصيغة من النوع المنحل degenerate ؛ حيث يتواجد صيغة اخرى بالتردد نفسه تناظر الحركات الى داخل والى خارج الورقة . واما الصيغة الاهتزازية الاخيرة والاقل تناسقاً ، فمبينة في الرسم (d) . فهنا تهتز ذرة الكاربون الى الامام والوراء بين ذرتي الاوكسجين ، حيث تنسحب عن واحدة عندما تتجه الى الاخرى . وبدقة اكثر ، يبقى مركز الكتلة ثابتاً ، وتتحرك ذرتا الاوكسجين بتوافق رنيني ، مع حركة الكاربون بطورٍ مضاد . ففي هذه الصيغة التذبذبية ، لايبقى المستوى σ ، بعد هو المستوى التناسقي . وهناك



شكل 9.30 الصيَّغ العيارية لتذبذب جزيئة CO_2

اربعة ارقام كمية (اعداد صحيحة) تقترن بهذه الصيغ العيارية الاربع من الاهتزاز ، ويتم وصف الحالة الاهتزازية لجزيئة CO_2 بواسطة رمز من النوع (v_1, v_2^l, v_3) . فالاعداد الصحيحة v_2 و l ، تكون مقترنة بالصيغة المنحنية المنحلة ، بينما v_1 و v_3 تقترن بالصيغ العيارية الموضحة في الرسوم (b) و (d) ، على التوالي .

والتحليل اعلاه يمكن تطبيقه لجزيئات تشابه جزيئة CO_2 مثل CS_2 ، ولكن ليس لجزيئات خطية لاتمتلك تناسقاً مركزياً ، مثل N_2O ، وبالتأكيد ليس لجزيئة الماء H_2O ، لانها ليست حتى خطية .

العكوسية الجزئية :

من المعلوم انه عندما يتواجد غاز في توازن حراري عند درجة حرارة الغرفة ، فان المستوى الاهتزازي السفلي $(v = 0)$ للحالة الالكترونية الهامدة ، يكون فقط محتلاً ولاي حدٍ كان . وان تركيز الجزيئات في المستوى الاهتزازي السفلي هو نتيجة الحقيقة الكائنة بأن الطاقة الحرارية kT عند الدرجة الحرارية $300^\circ K$ ، تكافىء فقط للطاقة $208\,cm^{-1}$ ، وهذا يعني اننا نحتاج الى طاقة أكبر بعدة مرات من المقدار $208\,cm^{-1}$ لرفع جزيئة الى المستوى الاهتزازي التالِ . وان الوضع مختلف بالنسبة للمستويات الدورانية التي تكون متقاربة جداً فيما بينها . وبالفعل سيكون هناك القليل من هذه المستويات (في المستوى الاهتزازي $v = 0$) محتلة عند درجة حرارة الغرفة ، وانه لمن المهم تحديد توزيع جزيئات الغاز فيما بينهم . حيث يدار هذا التوزيع بوساطة قانون بولتسمان الذي ينص بأن : عدد الجزيئات N_n عند المستوى n المتواجدة في توازن حراري عند درجة حرارة T ، يتناسب طردياً مع العامل $g_n \exp(-E_n/kT)$ ، حيثما تمثل g_n كثرة المستوى (انظر المقطع 1.3 .) . وان هذا النص لقانون بولتسمان لايصح فقط على الغاز الكلي في الاناء بل يصح ايضاً لاية منظومة اخرى في توازن حراري . ويمكن ان تكون هذه المنظومة الاخرى بمثابة كل الجزيئات المتواجدة في مستوى اهتزازي معين ، على شرط ان يقام التوازن الحراري وسط كل المستويات الثانوية الدورانية لهذا المستوى . وعند تطبيق قانون بولتسمان ، يجب بالاساس ان نميز بين الحالة والمستوى . او بكلام آخر ، يجب ان تؤخذ كثرات multiplicity المستويات بنظر الاعتبار . واما النظرية الكمية فتقوم بتدريس المستويات الاهتزازية على انها مستويات غير منحلة non degenerate ، ومن ناحية ثانية ، تمتلك المستويات

الدورانية ذات الرقم الكمي J ، كثرة مساوية للعدد 2J + 1 . وبالتالي ، وفي حالة التوازن الحراري ، يعطى توزيع الجزيئات N_v فيما بين المستويات الدورانيةلمستوى اهتزازي مثل (v)، بواسطة

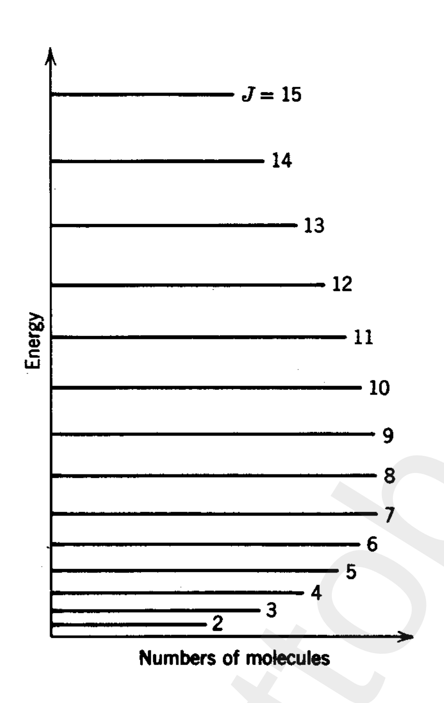
$$N_{v,J} = N_v P(T)(2J + 1) \exp\left[-\frac{F(J)hc}{kT}\right] \tag{13.5}$$

حيثما P هي دالة التوزيع المعَّرفة بالشرط

$$\Sigma N_J = N_v. \tag{13.6}$$

ويوضح الشكل 9.31 نموذجاً لمثل هذا التوزيع . وقد تم تعريض الطاقة في هذا الشكل على المقياس الشاقولي ، ورسمت اطوال الخطوط الافقية متناسبة طردياً مع شعبية المستويات الدورانية في حالة التوازن الحراري .

وانها لحقيقة مهمة جداً ، ان يحدث اعادة توزيع للجزيئات بوساطة التصادمات وبصورة سريعة جداً ، اذا اشتمل اعادة التوزيع فقط على تغيرات بين مستويات الطاقة الدورانية واذا مابقيت الارقام الكمية الالكترونية للجزيئات بدون تغيير . ويتراوح التردد الذي بواسطته تغير الجزيئات ارقامها الكمية الدورانية تحت الضغوط الغازية المستخدمة عادة في الليزرات ، مابين 10^7 و 10^8 لكل ثانية . وكنتيجة لهذا المعدل الزمني السريع من التبادل ، يتأسس حالة من التوازن الحراري التقريبي ضمن المستويات الدورانية الثانوية لكل مستوى اهتزازي في فترة زمنية تقدر بحوالي 10^{-7} sec . واما مايناظره من زمن لكيا يحدث توازن حراري فيما بين المستويات الاهتزازية للحالة الالكترونية نفسها ، فهو عدة مراتب عشرية أكبر ، اي حوالي 10^{-3} sec . وبسبب هذا الفرق الكبير في المعدلات الزمنية التي بواسطتها تصل المستويات الاهتزازية والدورانية الى حالة التوازن الحراري ، فكثيراً مايظهر وضع يتواجد فيه توازن حراري تقريبي ضمن كل مستوى اهتزازي ، بينما لايتواجد التوازن في الوقت نفسه فيما بين المستويات الاهتزازية المختلفة . وهنا نجد بان التقنية الليزرية ، تستحدث وتستثمر هذه الاوضاع غير المتوازنة . فعندما تنجح عملية الاثارة بما فيه الكفاية ، بحيث تزيد مجموع الشعبية لمستوى اجمالي اهتزازي فوق شعبية المستوى الاهتزازي الذي يقع اسفله مباشرة ، يكون ليس من الصعب تحقيق ربح بصري ، على الاقل في بعض الانتقالات مابين هذه المستويات الاهتزازية . وهذه هي حالة العكوسية الكاملة complete inversion . ولكن ليس من السهولة دائماً بحيث تكون ذات فعالية كاملة ! ولحسن



شكل 9.31 توزيعات الجزيئات على المستويات الدورانية لمستوى اهتزازي منفرد في توازن حراري .

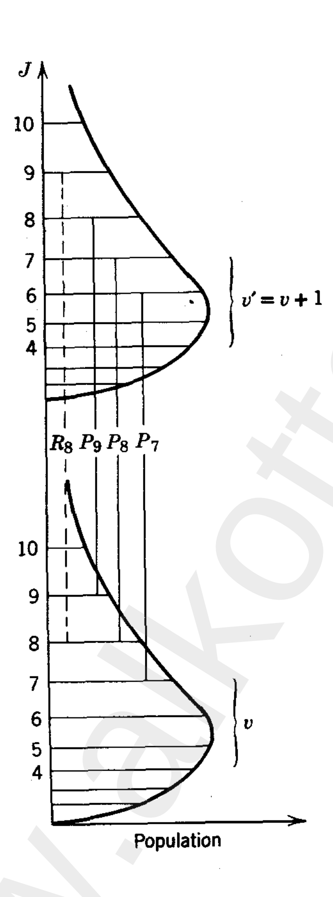
الحظ ، من الممكن الحصول على ربح بصري لبعض الانتقالات مابين المستويات الاهتزازية حتى ان لم تكن العكوسية كاملة . والمطلب العام لتحقيق ربح بصري على انتقال من الحالة n والى الحالة m (انظر المقطع 1.3) هو

$$\frac{N_n}{g_n} > \frac{N_m}{g_m}. \quad (13.7)$$

وهـذا الشرط يجب ان يتحقق لزوج معين من الانتقالات الاهتزازية - الدورانية ، وليس للزوج الاجمالي من المستويات الاهتزازية . والشكل 9.32 ، يوضح كيف ان مثل هذا الوضع ، ويدعى العكوسية الجزئية ، يمكن ان يظهر في حالة غياب العكوسية الكاملة . وقد رُسمت المستويات الاهتزازية v و$v' = v + 1$ في هذا الشكل بمجموع شعبيات متساوية تقريباً . وقد فرض اقامة توازن حراري في داخل كل من هذه المستويات الاهتزازية ، وان هذا التوازن مناسب لدرجة حرارة مطلقة وواطئة نسبياً هي T_r . واظهرت معانية انتقالات الفرع P فوق اكثر مستوى محتل بأن $N_{v',J-1}$ أكبر من $N_{v,J}$ ، وذلك بسبب الاضمحلال الأُسي للشعبيات كلما ازدادت J . اذن ستصح بالتأكيد المتباينة التالية

$$\frac{N_{v',J-1}}{2J-1} > \frac{N_{v,J}}{2J+1}. \qquad (13.8)$$

وهذه المتباينة هي الشرط لتحقيق التكبير للانتقال P(J) . ويمكن تحقيقها حتى عندما تكون $N_{v'}$ اقل بعض الشيء من N_v . والشرط الدقيق للحصول على ربح في



شكل 9.32 العكوسية الجزئية مع ربح للانتقالات P_7 و P_8 و P_9 .

العكوسية الجزئية ، يمكن حسابه بصيغة بسيطة عندما يمكننا ان نفرض بأن الحدود الدورانية يجوز تمثيلها وبصورة كافية ، بالتقريب المعطى في العلاقة (13.3) ، وعندما يجوز تطبيق نفس الثابت B للمستوى العلوي والمستوى السفلي معاً . وباستخدام شعبية المستوى الدوراني المعطاة بالعلاقة (13.5) ، يأخذ الشرط التكبيري للفرع P ، الصيغة

$$N_{v'} \exp\left[-\frac{F(J-1)hc}{kT_r}\right] > N_v \exp\left[-\frac{F(J)hc}{kT_r}\right]. \qquad (13\text{-}9)$$

وعند ادخال الثابت $\gamma = Bhc/kT_r$ ، تصبح هذه المتباينة بالصيغة

$$N_{v'} \exp[-\gamma J(J-1)] > N_v \exp[-\gamma J(J+1)]. \qquad (13.10)$$

ومن ثم

$$\exp 2\gamma J > \frac{N_v}{N_{v'}} \qquad (13.11)$$

أو

$$J > \frac{1}{2\gamma} \log \frac{N_v}{N_{v'}}. \qquad (13.12)$$

وهذا الشرط يتحقق لاية قيمة من J عندما يتواجد عكوسية كاملة ، ولربما يتحقق لبعض القيم من J من دون عكوسية كاملة . وانه لشيء مفيد ومثقف ان نأخذ بنظر الاعتبار نتائج العلاقة (13.12) في حالة المستويات الاهتزازية السفلية للنتروجين ، وعندما تكون درجة الحرارة الدورانية مكافئة للدرجة 400 K . آنئذ ستكون kT مكافئة للطاقة $280\ cm^{-1}$ و $B = 2.0\ cm^{-1}$ ، ولذلك $(2\gamma)^{-1} = 70$. ومن هنا سيحدث التكبير للقيمة $J > 70 \log N_v/N_{v'}$. ونأمل اذا مارفعنا الشعبية عند المستوى الاهتزازي السفلي بمقدار عشرة بالمائة . ان نسمح باستمرارية التكبير في الفرع P للقيم $J > 7$.

إن الحساب الحقيقي للربح كدالة للرقم الكمي J ، عملية معقدة كثيراً . وقد تم رسم منحنيات بوساطة الحاسبة الالكترونية تعطي هذا الربح لقيم مختلفة من النسبة $N_v/N_{v'}$ [3] .

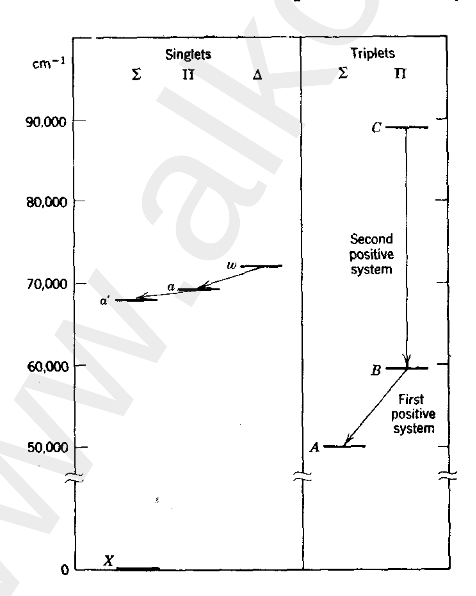
ولقد أجري التحليل اعلاه على انتقالات الفرع P . واما فيما يتعلق بالفروع الاخرى ، فيمكننا الوصول الى الاستنتاجات التالية : تحتاج الفروع Q و R الى عكوسية كاملة لأجل تحقيق الربح ، واعني $N_{v'} > N_v$. وحتى عندما تتواجد مثل هذه العكوسية الكاملة ، فان الربح لانتقالات الفرع P هو أكبر من الربح على الفروع الاخرى ، ولذلك نتوقع بأن انتقالات الفرع P ستتذبذب بصورة متميزة ، وهذا ماتمت مشاهدته فعلاً .

الليزرات المعتمدة على الانتقالات الالكترونية :

يمكن اثارة الكثير من الغازات المعروفة الى تذبذبات ليزرية تتضمن انتقالات فيما بين مستويات الكترونية مختلفة من الجزيئة . وهذه الليزرات تنتج اعلى الترددات وسط الليزرات الجزيئية . وتتكون اطيافها من العديد من الخطوط المتقاربة وتمتد على مدى أنطقة كثيرة من الطيف الجزيئي . وتثار الليزرات من هذا النوع بنبضات ذات فلطية عالية (10 الى 30 kV) ، وفترة بقاء زمنية قصيرة (1 μsec أو أقل) ، وذات تيار كهربائي ضخم (50 الى 100 A) . وكثيراً مايكون خارجها الليزري من النوع الذي يحد نفسه ذاتياً بسبب امتلاء المستوى الليزري السفلي ..

النتروجين :

تُعد جزيئة النتروجين من المواد الاساسية لتشكيلة مختلفة من الليزرات . ويبين الشكل 9.33 ، المستويات الالكترونية الجزيئية التي شوهد وسطها انتقالات ليزرية . وان أهم الليزرات النتروجينية هي تلك التي تم الحصول عليها في المنظومات الموجبة positive systems الاولى والثانية من الاطياف الجزيئية . حيث تظهر الخطوط الطيفية من الانتقالات فيما بين المستويات الثلاثية للجزيئة .



شكل 9.33 المستويات الالكترونية للنتروجين الجزيئي المستخدم في الليزرات . (تدل الاسهم على الانتقالات الليزرية . والحروف هي رموز مألوفة تستخدم لمستويات الطاقة المتضمنة .)

ويُنسب النظام الاول الذي ذكرناه أعلاه ، الى الانتقالات التي تحدث من الحالة الالكترونية $B^3\Pi_g$ والى الحالة الالكترونية $A^3\Sigma_u^+$. وقد اكتشف الباحثان Mathias و Parker [74] ، اكثر من ثمانية وعشرين من الخطوط التذبذبية من هذا النوع في عام 1963 ، وبتلك الوسيلة بدأ تطور الليزرات الجزيئية . واظهرت التجارب الاولى منذ ذلك الحين ، القابليات الجيدة لهذه المنظومة . وقد أمكن قياس قدرة تذبذبية قصوى تقدر بأكثر من 100W في مدى الطول الموجي من 7700 الى 7750°A وفي المدى من 7580 والى 7620°A . ومثل هذه القدرة الخارجة من انبوبة طولها 186cm وقطرها 1cm ، كانت بعيدة المنال عن مستويات القدرة القصوى التي يمكن تحقيقها في الليزرات الغازية في ذلك الوقت . واما الدراسة التفصيلية لمطيافية الخطوط الليزرية المنبعثة من المنظومة الموجبة الاولى للنتروجين N_2 ، فقد تم انجازها مؤخراً من قبل Kasuya و Lide [75] ، وتحوي مقالاتهم جداول ورسوماً تخطيطية شاملة . ويدل الملخص المكثف لهذه الخطوط في الجدول 9.7 ، على تعقيد هذا الطيف وعلى التوزيع الطيفي العام لهذه الخطوط الليزرية .

جدول 9.7

ملخص للخطوط الليزرية الملحوظة في المنظومة الموجبة الاولى للنتروجين N_2 [75]

Δv	Band (v'–v)	Wavelength Range in Air (Å)	No. of Lines Observed
−2	4–2	7482.7–7501.5	6
	3–1	7572.2–7625.1	15
	2–0	7712.1–7752.7	3
−1	2–1	8653.3–8722.2	34
	1–0	8833.7–8910.6	40
0	0–0	10435.8–10534.7	22
+1	0–1	12302.6–12346.3	7

وتقع خطوط المنظومة الموجبة الثانية للنتروجين N_2 في قرب المنطقة الفوق البنفسجية . وتنتج من الانتقالات $C^3\Pi_u^+ - B^3\Pi_g$. وقد شوهد على الاقل اربعون خطاً ليزرياً لهذه المنظومة [76] . وتحدث اكثر هذه الخطوط من الانتقالات

النطاقية o−o ، مع وجود 24 خطاً في المدى مابين 3370.44 و 3371.44A˚ . وان كل هذه الخطوط ، لها القابلية على انجاز ربح عالٍ جداً وتتواجد بالانبعاث الاشعاعي من النوع المفرط . واما الخطوط النطاقية 1−0 ، فقد شوهدت قرب الطول الموجي 3576A˚ . وقد تم بناء ليزر نتروجينية ذات نبضة قديرة للغاية وكانت تشتغل عند الطول الموجي 3371A˚ . ويحدث التفريغ الكهربائي في هذه الليزر عَبْرَ الانبوبة الليزرية بين اقطاب طويلة ومتينة تمتد حوالي 180cm على طول المسار البصري . وعلى الرغم من ان الفعالية الليزرية تحد نفسها ذاتياً في فترة زمنية تقدر بحوالي 20nsec ، الا انه تم تحقيق قدرة بصرية خارجة تتراوح مابين 200 والى 300kW [77] .

وشوهدت مجموعة اخرى من الخطوط الليزرية للنتروجين N_2 من قبل الباحث McFarlane [78] . وهذه الخطوط تقع في المنطقة تحت الحمراء . وقد تم تمييز الانطقة حول الاطوال الموجية 3.32 و 3.47 و 8.25 μm ، على انها تعود الى الانتقال الالكتروني $a^1\Pi_g - a'^1\Sigma_u^-$. ويعود النطاق الترددي عند الطول الموجي 3.64 μm الى الانتقال $w^1\Delta_u - a^1\Pi_g$. وان الحقيقة الملذة عن هذه الليزرات هي ليست جهدها العملي ، الذي هو في الواقع صغير ، بل بالظروف التي جعلت هذه الانتقالات غير معروفة بتقنية المطيافية الاعتيادية ، وبالقياسات الليزرية التي اجريت على هذه الخطوط ، حيث سهلت هذه القياسات امكانية تحديد الميزة المناسبة لبعض المستويات الالكترونية غير المعروفة وبصورة دقيقة . وتعود كل الخطوط الليزرية التي شوهدت في النتروجين N_2 الى الفرع P ، باستثناء عدد قليل جداً منهم .

اول اوكسيد الكاربون :

لقد اكتشفت الليزرات التي تعتمد على الانتقال الالكتروني في اول اوكسيد الكاربون CO من قبل الباحثين Mathias و Parker [79] ايضاً وتحدث التذبذبات في هذه الليزر على الانتقال من المستوى الالكتروني $B^1\Sigma - A^1\Pi$. وتدعى هذه المنظومة بمنظومة الانكشتروم Angstrӧm system . وقد تم الحصول على تذبذبات ليزرية على عدد من الانتقالات في الفروع Q من النطاقات الاهتزازية التالية :

$v'-v$	Wavelength Range (Å)
0-3	5590.6-5603.8
0-4	6062.9-6074.2
0-5	6595.5-6613.5.

وقد تم الحصول على هذه التذبذبات الليزرية ، تحت ظروف مشابهة لتلك الظروف الملائمة لليزرات النتروجينية وبتفاريغ كهربائية متهيجة بوساطة نبضات ذات فلطية مقدارها 30kV وتيار 80A في غاز ضغطه حوالي 2torr . وهذه التذبذبات هي من النوع المنتهية ذاتياً في حوالي 180 nsec . واما الخارج البصري المسجل من هذه الليزرات فلايمكن مقارنته مع ليزرات النتروجين ذات الشدة العالية .

الهايدروجين والديتريوم

لقد تمت مشاهدة سبعة خطوط ليزرية على الانتقال الالكتروني $E^1\Sigma_g^+$ - $B^1\Sigma_u^+$. للهيدروجين H_2 [63,80] . وهذه الخطوط مدرجة في الجدول 9.8. كما تمت مشاهدة بعض من الخطوط المتناظرة مع خطوط الهيدروجين ، في كل من HD و D_2 . ويمتلك الخط رقم 3 اعلى ربح . وظاهرياً ، يمكن اثارة هذه الخطوط الهيدروجينية بصورة بسيطة في تفاريغ كهربائية يجري ضخها بنبضات تتراوح فلطيتها من 10 الى 20kV في غاز الهيدروجين تحت ضغط يتراوح من 1 والى 3torr .

الليزرات المعتمدة على الانتقالات الاهتزازية ـ الدورانية :

هناك عدة ليزرات معروفة ، تنتج اشعة متلاحمة من جزيئات المادة الفعالة ومن دون اي تغيير في توزيعاتها الالكترونية . وتعتبر ليزر ثاني اوكسيد الكاربون القديرة ، من اهم هذه الانواع من وجهة النظر التقنية ، الا انه يتواجد الكثير من الجزيئات الاخرى ، مثال ذلك ، H_2O و CO و N_2O وعدة انواع من جزيئات السيانيد cyanides ، بامكانها تجهيز انبعاث ليزري كنتيجة للانتقالات التي تحدث وسط المستويات الاهتزازية ـ الدورانية العائدة الى الحالة الالكترونية الهامدة لهذه الجزيئات .

ويعتبر اول اوكسيد الكاربون CO من ابسط الجزيئات المذكورة اعلاه . فتركيبه يشبه كثيراً جزيئة النتروجين N_2 . مع تواجد فرق واحد ومهم ، وهو : ان عزم ثنائي القطب الكهربائي لجزيئة النتروجين N_2 ، هو صفر في الحالة الالكترونية الهامدة ، لان الذرتين اللتين تكوّنا الجزيئة متشابهتان كلياً . بينما الوضع مختلف تماماً مع اول اوكسيد الكاربون حيث لاتتشابه الشحنات النووية للذرات . وبينما لاتكون الانتقالات الاهتزازية ـ الدورانية لجزيئة النتروجين مرتبطة بالمجال الكهرومغناطيسي عن طريق اشعة ثنائي القطب الكهربائي ، تكون الانتقالات المذكورة لجزيئة اول اوكسيد الكاربون ، مرتبطة باشعة ثنائي القطب الكهربائي . ويمتلك اول اوكسيد الكاربون ، درجة حرية اهتزازية واحدة . ولذلك

جدول 9.8

الخطوط الليزرية للهيدروجين الجزيئي [63]

Line Number	Wavelength in Air (Å)	Transition $v'-v$	$P(J)$
1	8349.6	2–1	$P(2)$
2	8876.3	1–0	$P(4)$
3	8898.8	1–0	$P(2)$
4	11162.1	0–0	$P(4)$
5	11222.0	0–0	$P(2)$
6	13057.8	0–1	$P(4)$
7	13162.3	0–1	$P(2)$

يكون تركيبه الاهتزازي ابسط بكثير من التركيب الاهتزازي لجزيئة CO_2 والجزيئات الاخرى اعلاه . وبسبب بساطة تركيبه ، يعير CO نفسه كنموذج اولي لوصف الظواهر الليزرية المعتمدة على الانتقال الاهتزازي ـ الدوراني . وسوف نقيد مناقشتنا بصورة كبيرة في هذا الجزء من النتائج التي تم الحصول عليها من هذا الغاز . وسيكون موضوعنا للجزء التال هو غاز ثاني اوكسيد الكاربون . والقارىء الذي يهتم بالليزرات الاهتزازية ـ الدورانية للغازات الاخرى ، نشير اليه بالمقالات الاستعراضية الاختصاصية [3, 81] .

لانتاج الشعبية المعكوسة في غاز CO ، يمكننا استخدام طرق اثارة مختلفة وعديدة . فقد تم تصنيع ليزرات من غاز CO – تثار بنبضة مستمرة وصنعت ليزرات اخرى تثار عن طريق اثارة غاز النتروجين N_2 في تفريغ كهربائي ، يليه انتقال للاثارة الى جزيئات CO . واخيراً استخدمت طريقة الاثارة بالتفاعل الكيماوية . وعموماً ، لاتنتج هذه العمليات المختلفة من الاثارة نفس الخطوط الليزرية ، على الرغم من وجود شيء من التراكب فيما بينها . وهذا التغيير ليس عجيباً في ضوء الحقيقة القائلة ، بانه ليس من اللازم ان تلائم عمليات الاثارة المختلفة ، زيادة شعبية المستويات نفسها .

وسنؤجل مناقشة ليزر CO المتهيجة بالطريقة الكيماوية الى المقطع التالي ، والذي خصص لمناقشة الليزرات الكيماوية بصورة عامة ، وسوف نهتم الان بليزرات CO المتهيجة بوساطة التفريغ الكهربائي .

فالاثارة عن طريق التفريغ الكهربائي ، يمكن انجازها مباشرة بتسليط نبضات عالية الفلطية وبحدود 15kV وذات تيار مستمر 15A ، وذات فترة بقاء زمنية تقدر بحوالي 1μ sec . وتمر هذه النبضات من خلال غاز CO النقي ، وتحت ضغط حوالي 0.8torr . ولقد استخدمت هذه المَعْلمات من قبل المكتشفين لهذه الليزر وهما الباحثان Patel و Kerl [82] ، وقد استخدما ، في الواقع ، انبوبة طويلة طولها 5m وقطرها 4.7cm في تجاربهم . ومن المحتمل أن لايكون أي من هذه المَعْلمات ذات قيمة حرجة ، حيث قد تم الحصول على العديد من الخطوط الليزرية في أنابيب اصغر مما ذكر أعلاه . وتحدث التذبذبات الليزرية في هذا الغاز على الكثير من الانتقالات الاهتزازية – الدورانية ، ولكن فقط في الفروع من النوع P ، وهذا ليس مدهشاً فيما اذا عددنا الفائدة الجوهرية لهذه الفروع والتي تمت مناقشتها في بداية هذا المقطع . ويحوي الجدول 9.9 ، ملخصاً للمميزات الطيفية الملحوظة في هذه الليزر . ومن المهم أن نذكر ، بان التذبذبات الليزرية لاتحدث خلال التفريغ الكهربائي ، بل يتأخر بدأها وبصورة ملحوظة ، وهذا التأخير يتغير بين مستوى اهتزازي وآخر .

وتعتبر عملية نمو الانتقالات مع الزمن ، ظاهرة ملذة جداً . فليزرات CO الاهتزازية – الدورانية هي من نوع الانتقالات المتعاقبة cascades ، وتبدأ فيها التذبذبات الليزرية من عند النهاية السفلى . وأدناه إثنتان من السلاسل التعاقبية مع أوقات البدء starting times التقريبية . مع العلم بأن هذه الفترات الزمنية

قد تم تقديرها من لحظة بدء النبضة التيارية التي تستغرق حوالي $1\,\mu$ sec . وتعتبر هذه الفترات الزمنية من مميزات الأنطقة الاهتزازية .

جدول 9.9

ملخص للمميزات الطيفية في ليزرات CO الاهتزازية ـ الدورانية ، الحاصلة في أنابيب تفريغ متهيجة نبضياً [82]

Band v'–v	Wavelength Range [μm (vac)]	Range of J [in $P(J)$]	Time delay (μsec)
6–5	5.0375–5.1098	7–14	60
7–6	5.1041–5.1886	7–15	70
8–7	5.1722–5.2471	7–14	100
9–8	5.2419–5.3182	7–14	150
10–9	5.3241–5.3795	8–13	220

السلستان التعاقبيتان في ليزر غاز **CO** :

$$\begin{array}{lcccccc} v & \left.\begin{matrix}10\\8\end{matrix}\right\} \rightarrow & \left.\begin{matrix}9\\9\end{matrix}\right\} \rightarrow & \left.\begin{matrix}8\\10\end{matrix}\right\} \rightarrow & \left.\begin{matrix}7\\11\end{matrix}\right\} \rightarrow & \left.\begin{matrix}6\\12\end{matrix}\right\} \rightarrow & \left.\begin{matrix}5\\13\end{matrix}\right\} \\ J & & & & & & \\ t & 220 & 150 & 100 & 70 & 60\ \mu\text{sec} & \\ v & & \left.\begin{matrix}9\\8\end{matrix}\right\} \rightarrow & \left.\begin{matrix}8\\9\end{matrix}\right\} \rightarrow & \left.\begin{matrix}7\\10\end{matrix}\right\} \rightarrow & \left.\begin{matrix}6\\11\end{matrix}\right\} \rightarrow & \left.\begin{matrix}5\\12\end{matrix}\right\} \\ J & & & & & & \end{array}$$

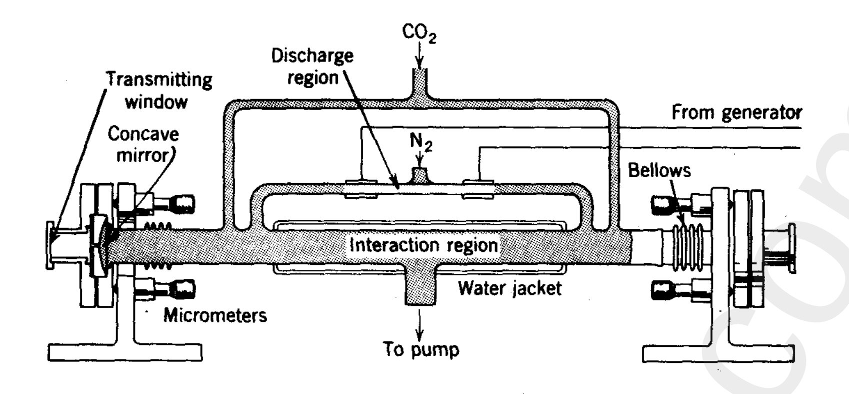
ويبتدىء نمو السلسلة التعاقبية cascade chain من عند النهاية السفلى لمقياس الطاقة . وتنتشر التذبذبات متجهة الى الاعلى كلما إنخفضت شعبية المستويات الحدية . وطبيعة هذا النوع من الفعالية الليزرية هو في الواقع من النوع الذي يمتلك فترة بقاء محدودة . حيث تهدأ وتخمد التذبذبات في حوالي 30 الى μsec 50 .

ويمكن أيضاً الحصول على تذبذبات ليزرية مستمرة في الانطقة الاهتزازية ـ الدورانية لغاز CO ، باستخدام النتروجين كعنصر وسطي . وقد تطورت هذه

الطريقة، من الاثارة من قبل الباحث Patel [83] أيضاً . حيث اعتمدت أصلاً هذه الطريقة لدراسة آلية ليزر CO_2 ذات الشدة العالية ، الا ان المنضومة التجريبية المستخدمة استثمرت بنجاح لانتاج التذبذبات الليزرية في عدة غازات اخرى ، من ضمنها CO . والجهاز موضح بصورة مختصرة في الشكل 9.34 ، حيث يمثل الرسم ، انبوبة طولها 2m تقريباً . وتثار بالتفريغ الكهربائي المستمر بوساطة تيار متناوب . - مع العلم أن طبيعة تيار الاثارة ليست ذات تأثير كبير . وقد لوحظ من التجربة التي صممت لاستكشاف عملية الاثارة ، إن التفريغ يحدث اولاً في النتروجين النقي ، ومن ثم يضخ هذا التفريغ الى داخل الانبوبة الليزرية المؤشرة تحت الاسم « منطقة الفعل المتبادل interaction region » . وفي هذه المنطقة ، يخلط النتروجين مع الغاز الاخر – في هذه الحالة هو غاز CO – فتتم عملية انتقال الاثارة الى الغاز CO ، ليصبح بعد ذلك المادة الليزرية الفعالة . وطبيعياً ، يمكن انتاج ليزر بتفريغ كهربائي يحدث في خليط غازات ثم خلطه من البداية . وفي التجربة الموصوفة هنا ، تشتق إثارة المادة الفعالة فقط من نواتج التفريغ في النتروجين N_2 . فماذا تعني هذه النواتج ، وبصورة أدق ، كيف تعمل هذه النواتج على اثارة الجزيئات الاخرى .

نقول ان هذا الموضوع غير واضح بصورة جيدة . أما فيما يتعلق بليزر CO_2 ، فان الوضع بسيط نسبياً وهو كالآتي : في هذه الحالة نحتاج الى تهييج الجزيئات الى مستوى من مستويات CO_2 ، يقع على ارتفاع $2349\,cm^{-1}$ فوق حالة الهمود ، وهذا يمكن انجازه بسهولة بوساطة جزيئات النتروجين المتهيجة N_2^* في النطاق الشبه مستقر $v = 1$ لحالة الهمود الالكترونية .مع العلم ان قعر هذا النطاق هو على ارتفاع $2330\,cm^{-1}$ فوق مستوى الهمود . وليس الوضع بهذه البساطة في حالة ليزر اول اوكسيد الكاربون CO ، حيث اظهرت النتائج بأن هنالك العديد من المستويات الاهتزازية المحتلة . تمتلك طاقات اعلى بكثير من هذا المستوى الشبه المستقر للنتروجين N_2 . فمثلاً ، يحتاج النطاق $v = 18$ لغاز CO ، الى طاقة مقدارها $34500\,cm^{-1}$ تقريباً . وبالطبع يجب ان يأتي هذا المقدار من مستوى طاقة اعلى - أي من نواتج تفريغ النتروجين . تلك النواتج التي قلنا عنها غير واضحة بصورة أكيدة .

وتدل الظروف التجريبية الموصوفة في المنشورات الأصلية [3,84] والتي تخص هذا النوع من ليزر CO ، بانه ليس من المرجح أن تكون المستويات الاهتزازية لحالة همود النتروجين N_2 والتي تمتلك أرقام كمية اهتزازية كبيرة $(1 \gg v)$ ، هي المستويات الناقلة (الحاملة) لطاقة الأثارة .



شكل 9.34 جهاز Patel للحصول على تذبذبات ليزرية في غاز CO_2 بانتقال الطاقة الأهتزازية من $N^*(v = 1)$ الى CO_2 . (الرسم ليس بمقياس .)

وقد تم الحصول على حوالي 160 خط ليزري بتذبذب مستمر ، ومتهيجة عن طريق التفريغ الكهربائي في النتروجين . والدليل الملخص لهذه الخطوط هو الجدول 9.10 . وانه لشيء مفيد ان نقارن مواد هذا الجدول مع تلك المواد في الجدول 9.9 . لان التذبذبات الليزرية المستمرة لاتحدث على الانتقالات المدرجة نفسها في الجدول 9.9 . وحتى لو وجد تراكب فيما بين الانطقة الاهتزازية ، فان المستويات الليزرية الدورانية تكون منسجمة اكثر في حالة الموجة المستمرة . ولاتظهر الخطوط المتمثلة في الجدول 9.9 كلها تحت ظروف متشابهة . فهي نتائج لقياسات أجريت على مدى من الضغط يتراوح من 0.035 الى 0.7 torr بالنسبة لغاز CO . وتم الحصول على الانتقالات J السفلية لكل نطاق تحت ضغوط واطئة ؛ فمع زيادة الرقم الكمي J ، ازداد تدريجياً الضغط المثالي للتذبذب الليزري . وبالامكان الحصول على احسن الانتقالات J السلفية عندما يتم تبريد منطقة الفعل المتبادل الى $-78\,^{\circ}C$ ، بينما الانتقالات J العلوية تفضل درجة حرارة الغرفة .

ولقد زودّنا جهاز الباحث Patel بتشكيلة واسعة من الخطوط الليزرية في غاز CO ، كما سمح لنا بدراسة العمليات الفيزيائية الاساسية . الا انه لايعتبر ملائماً ، وبشكل خاص ، لانتاج خارج ليزري قدير . حيث يمكن انشاء ليزر CO قديرة عن طريق تفريغ كهربائي في خليط من غاز CO وغاز N_2 وغاز الهيليوم He . ونحتاج الى غاز الهيليوم وبكميات كبيرة نسبياً ، لكيما يعمل على ازالة الجزيئات من المستويات السفلية بوساطة تبريد بلازما التفريغ . وبخليط متكون من 0.3 torr CO و 1.4 torr air و 8.8 torr He ، امكن تحقيق خارج ليزري قدرته 20 W في انبوبة تفريغ متوسطة الحجم ومبردة بسائل النتروجين [85] .

جدول 9.10

ملخص المميزات الطيفية في ليزرات CO الاهتزازية ـ الدورانية ذات الموجة المستمرة الحاصلة بمساعدة إثارة النتروجين [3,84]

Band (v'–v)	Wavelength Range [μm (vac)]	Range of J [in $P(J)$][a]
5–4	5.0869–5.1924	18–27
6–5	5.1316–5.2740	16–28
7–6	5.1886–5.3449	15–28
8–7	5.2471–5.4175	14–28
9–8	5.3296–5.4919	15–28
10–9	5.3911–5.5544	14–27
11–10	5.4540–5.6049	13–25
12–11	5.5790–5.6841	15–25
13–12	5.6330–5.7514	15–24
14–13	5.7136–5.8487	15–25
15–14	5.7835–5.9195	14–24
16–15	5.8945–5.9777	16–22
17–16	5.9818–6.0377	16–20
18–17	6.0575–6.1284	15–20
19–18	6.1490–6.2068	15–19
20–19	6.2432–6.2870	15–18
21–20	6.3260–6.3848	14–17
22–21	6.4252–6.4704	14–17
23–22	6.5120–6.5584	13–16
24–23	6.6476–6.6632	15–16

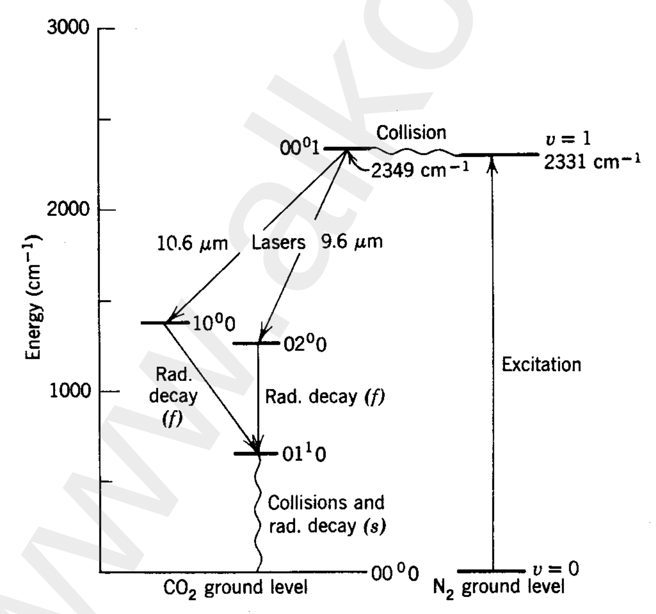
[a] هناك قليل من الانتقالات الدورانية المعزولة والمتضمنة في المدى، لم تتم مشاهدتها.

إن عملية الاثارة التي يشترك فيها النتروجين كعامل مساعد هي عملية فعالة لانتاج التذبذبات الليزرية في عدة غازات جزيئية. وتم مشاهدة العديد من الخطوط الليزرية من قبل Patel باستخدامه الجهاز الاصلي ذات الجريان الغازي المستمر الذي وصفناه سابقاً. فقد أُنتجت تذبذبات في غاز N_2O في المنطقة المحصورة مابين 10.77 و 11.04 μm، وسميت كانتقالات مابين المستويات الاهتزازية 001 و 100 [86]. وتحدث التذبذبات الليزرية في المنظومة N_2-CS_2 مابين 11.48 و 11.54 μm. ولكن تمييزهم المطيافي لم يكتمل بعد [87].

ليزرات ثاني اوكسيد الكاربون :

من الممكن الحصول على التذبذبات الليزرية في غاز CO_2 النقي ، ولكن مثل هذه التذبذبات ، لاتزودنا الا بخارج ليزري ضعيف ، في حالة مقارنتها بخارج ليزرات CO_2 الحاوية على غازات اضافية . ويعتبر غاز N_2 هو احد هذه الغازات الاضافية ، الذي يعمل كناقل للاثارة ، ويستخدم غاز اضافي آخر كعامل كبت ، يعمل على ازالة الاثارة من المستويات الليزرية الحدية . ويكون هذا الغاز الاخير عادة He او H_2O . وفيما مضى استطلعنا باختصار دور N_2 حينما تعلق الامر بليزرات CO الاهتزازية ـ الدورانية . واما الآن فسنبحث الدورة الاجمالية في ليزر CO_2 بتفصيل اكبر .

يبين الشكل 9.35 ، المستويات الاهتزازية لغاز CO_2 المتضمنة في الفعالية الليزرية ، وكذلك المستوى الاهتزازي الاول للنتروجين N_2 ، وهو مبين على الطرف الايمن . وتشكل المستويات الاهتزازية المختلفة لهذه الجزيئات ، سلالم تتباعد درجاتها بصورة متساوية تقريباً . والشكل يبين فقط الدرجات السفلية . اما المستويات الدورانية فتكون متقاربة جداً مع بعضها البعض ، ولم تظهر في الشكل .



شكل 9.35 رسم تخطيطي لمستويات طاقة يبين المستويات الاهتزازية لغاز CO_2 وغاز N_2 ذات الصلة بالموضوع . شطبت المستويات الدورانية للسهولة ؛ f ، يعني اضمحلال اشعاعي سريع ، ويعني s ، اضمحلال اشعاعي بطيء .

ويعتبر المستوى 00^01 ، هو المستوى البدئي في ليزرات CO_2 . وهو المستوى الذي يمتلك ادنى صيغة اهتزازية مشدودة ـ غير متناسقة . واما المستوى الحدي فهو إما ، المستوى 10^00 (اهتزاز بادنى تناسق) ، او المستوى 02^00 (الصيغة المنحنية الثانية) . وتأخذ الانتقالات محلها فيما بين المستويات الثانوية الدورانية لهذه المستويات الاهتزازية . فتنتج الانتقالات $10^00 \rightarrow 00^01$ ، اشعة تتمركز حول الطول الموجي $10.6\ \mu m$ ، وتتمركز الانتقالات $02^00 \rightarrow 00^01$ حول الطول الموجي $9.6\ \mu m$. ويكون هذان النوعان من الانتقال في حالة تنافس مع بعضها البعض ، بالنسبة للجزيئات المتواجدة على مستواهم البدئي المشترك ، لتفوز بعد ذلك التذبذبات ذات الطول الموجي $10.6\ \mu m$ ، مالم تؤخذ حطوات استثنائية لتفضيل النوع ذات الطول الموجي الاقصر .

ويعتبر المستوى 00^01 ، مستوى بدئياً جيداً لعدة اسباب ، حتى في حالة غياب النتروجين . اولاً ، لانه المستوى الادنى لمتوالية من المستويات تتباعد عن بعضها البعض بمسافات متساوية . فالتصادم الالكتروني في انبوبة التفريغ ، يسبب تهييج جزيئات CO_2 الى عدة مستويات من النوع 00^0v_3 . فعندما ترتطم مثل هذه الجزيئة المتهيجة الى حالة $v_3 > 1$ ، مع جزيئة CO_2 وهي في حالة الهمود (00^00) ، فيحتمل حدوث تبادل طاقة عن طريق فقد الجزيئة ذات الطاقة الاعلى لاحد كمات طاقتها الاهتزازية ومنحه الى الجزيئة الاخرى . وبهذا الاسلوب ينتج جزيئة من النوع (00^0v_3—1) وجزيئة من النوع (00^01) ، واخيراً ستتحول كل الاثارة من النوع 00^0v_3 الى النوع 00^01 . وتحدث عملية تآكل (انحلال) مشابهة على السلالم الاخرى ، مسببة تجميع الجزيئات على المستويات 10^00 و 01^00 . إذن ماهي فائدة المستوى 00^01 ؟ اولاً ، إنها الحقيقة بان التصادمات الالكترونية المباشرة تُفضِّل اكثر ، تهييج الاهتزازات المشدودة غير المتناسقة على تهييج الاهتزازات المشدودة المتناسقة ، وهذا نراه بديهياً فيما اذا تصورنا عملية ارتطام تركيب خطي بجسيمات سريعة وصغيرة من جميع الجهات . ثانياً ، يجري تصريف المستويات 10^00 و 02^00 الى المستوى 01^10 ، بصورة سريعة نسبياً ؛ لذلك فهم يلائمون كمستويات ليزرية حدية . واما ظاهرة المختنق bottleneck في هذه العملية فتنتج عن تصريف المستويات 01^10 اللذين يمثلون الطاقة الاهتزازية في الصيغة المنحنية السفلية . وطاقة هذه الصيغة الاهتزازية يجب ان تزال عن طريق التصادمات ، ولكن في هذا الوقت سوف لايبقى التبادل بالطاقة هو من النوع الرنيني ؛ لانه يجب تحويل الطاقة الاهتزازية الى طاقة حركية انتقالية . ويجري مثل هذا التحويل بمعدل زمني اوطىء مما هو عليه في التبادلات الرنينية . لذلك يمكن تقوية عملية الخمود وبصورة كبيرة ، بوجود الهيليوم او بخار الماء وبحفظ جدران الانبوبة الليزرية باردة .

والاكثر اهمية، هو دور النتروجين، الذي تتجمع جزيئاته في المستوى الاهتزازي $v = 1$، كنتيجة للاثارة بوساطة التصادم الالكتروني الى مستويات مختلفة من النوع v وكنتيجة للتصادمات اللاحقة مع جزيئات N_2 المتواجدة في حالة الهمود. وعند تصادم جزيئات النتروجين المتجمعة في المستوى الاهتزازي $v=1$ مع جزيئات CO_2 وهي في حالة الهمود، يحدث تحولٌ رنيني للاثارة وبمعدل زمني عالٍ نسبياً، لان الفرق بالطاقة هو فقط $18 cm^{-1}$، وهذا اقل من الطاقة الحرارية الوسطية للجزيئات. ويمكن ان يحدث التحول ايضاً عند المستويات $v = 2$ و $v=3$، الا ان مساهمة هذه التحولات ليست ذي اهمية.

ويمكن لكلا الانتقالين $10.6 \mu m$ و $9.6 \mu m$، ان يحدثا على مدى عدد من المستويات الدورانية. ففي المجموعة الاولىٰ ـ واعني النطاق $00^{\circ}1$ الى النطاق $10^{\circ}0$ ـ تمتد الانتقالات للفرع P من P(12) الى P(28)، وتغطي بذلك المدى من الطول الموجي $10.5135 \mu m$ والى $10.7880 \mu m$، وتتواجد الخطوط ذات الربح الاعلى حول P(22) عند الطول الموجي $10.6118 \mu m$ (في الفراغ) [3]. اما المجموعة الثانية، فتمتد المستويات الدورانية من P(22) بطول موجي $9.5691 \mu m$ والى P(34) بطول موجي $9.6762 \mu m$ مع تواجد اقوى الانتقالات في منتصف هذا المدىٰ [3]. وتحدث عادة الانتقالات الليزرية في أحد الانتقالات الدورانية. وهذه هي الحالة دائماً مهما كان المعدل الزمني للانتقال في ليزرات CO_2 ذات القدرة الواطئة والتي تشتغل بصورة مستقرة. وبسبب الرغبة السريعة من قبل المستويات الثانوية الدورانية للوصول الى التوازن الحراري، فانها تتنافر مع بعضها البعض عند يستنفذ احداها. ولذلك، وعندما يكون نمو الكثافة الاشعاعية في احد هذه الانتقالات الدورانية المتنافسة، اسرع مما عليه في الانتقالات الاخرىٰ، فان التذبذب سيبدأ عند الطول الموجي المناظر لذلك الانتقال، وبالوقت نفسه تميل المستويات الاخرىٰ الى فقدان شعبياتها بتحويلها الى المستوى المفضل الذي بدأت تذبذباته. ومن الممكن التأثير على الخارج الطيفي بوساطة ضبط طول التجويف الرنان او بوساطة إدماج عناصر إنتقائية ـ ترددية في داخل الليزر كوسائط لتفضيل احد المستويات الدورانية. ويختلف هذا الوضع تماماً في التشغيل من النوع المفتاحي Q-switching، حيث تنمو النبضة في زمن اقصر من زمن التراخ الحراري للمستويات الدورانية. وفي هذه الحالة ستنكسر العديد من الانتقالات الدورانية الى حالة تذبذبية في آن واحد.

وكما أوضح عملياً من قبل الباحث Patel [83] ، يمكن الحصول على التذبذبات الليزرية في ليزر CO_2 ، حتى عندما لايتواجد تفريغ كهربائي في ذلك الغاز ، اي عندما يتم تجهيز كل الاثارة عن طريق جزيئات النتروجين N_2^* ، المتهيجة في الذراع الجانبي للجهاز المبين في الشكل 9.34 . ولاتستخدم هذه التقنية في ليزرات CO_2 الاعتيادية التي يكون الغرض من تصميمها هو انتاج خارج بصري ضخم . وفي الليزرات القديرة power lasers ، تخلط الغازات اولاً ومن ثم يؤسس التفريغ الكهربائي من خلال الخليط ، وهذا يعني ، استخدام انبوبة واحدة فقط . وبالنسبة لاجهزة ليزرات CO_2 الواطئة القدرة نسبياً ، ولنقل 5 الى 50W ، فتركيبها يشبه الجهاز المبين في الشكل 9.11 . ويكون الضغط النموذجي لخليط الغاز في مثل هذا الليزر هو 3 torr لغاز CO_2 و 5 torr للنتروجين N_2 و 14 torr للهيليوم He . واما التفريغ الكهربائي فيتم تشغيله بمصدر تيار مستمر له القابلية على تجهيز هبوط فلطية تتراوح مابين 5 والى 8 kV ، على مدى الانبوبة بالاضافة لهبوط مساوٍ تقريباً على مدى مقاومة كبح ذات قدرة تبديدية عالية نسبياً تتمكن من امرار تيار يتراوح مقداره من 8 الى 25 mA ، وهو الحمل الاعتيادي لليزر صغيرة من نوع CO_2 . وتكون كفاءة التحويل لجهاز ليزري من هذا النوع ، مصممة ومشّغلة جيداً ، هي 15 الى 20% عندما يتم تقديرها بالنسبة للقدرة الكهربائية المبددة في انبوبة التفريغ .

ويمكن ان تترك ليزرات ثاني اوكسيد الكاربون غير مُحكمة الاغلاق ، الا ان الليزرات التي تباع تجارياً تكون عادة محكمة الاغلاق للحيطة . وتخلق عملية الاغلاق المحكم لليزرات ، مشاكل تقنية جديدة توضح نفسها بظواهر التدهور ومدى العمر المحدود لهذه الليزرات . وقد أقترح ونفذ العديد من التغيرات في تركيب الغاز لأطالة التشغيل المقبول لليزرات الغير مُحكمة الاغلاق .

ويمكن ان تكون العاكسات في ليزرات CO_2 الصغيرة عبارة عن عدسات مقعرة من الزجاج او الكوارتز ، يطلى سطحها الامامي بطبقة رقيقة من الذهب للحصول على اعلى انعكاس . وتثقب هذه العدسات من مراكزها ، لتزويد الاشعة ببوابة خروج للحصول على الخارج الليزري . وعلى ليزرات CO_2 القديرة ان تمتلك مرآيا يسهل تبريدها ، كعاكسات فولاذية تطلى بالذهب . وبالحقيقة ، ان الليزرات ذات الخارج الليزري 50W واكثر ، تخلق لنا الكثير من المشاكل التقنية والامنية ، ونعتبرها خارج مجال هذا الكتاب . وهي اسلحة ذات جهد تدميري حيث بامكانها ان تسبب حرائق وتدمير للمختبر . وهناك ليزرات ذات خارج موجي مستمر

قدرته عدة الالاف من الواط . وتكون في الواقع تراكيب ضخمة تحتاج الى تحصينات خاصة .

وقد كانت ليزرات CO_2 ، موضوع العديد من البحوث . والقارىءالمهتم ، سيجد معلومات اضافية واسعة ومراجع في المقالات الاستعراضية [3,88] .

الاثارة الحرارية في الليزرات الجزيئية :

في مامضى ، ذكرنا بأن حالة التوازن الحراري تستحدث بصورة سريعة فيما بين المستويات الثانوية الدورانية لكل مستوىاهتزازي ، الا ان عملية التوازن الحراري التي تحدث بين المستويات الاهتزازية تكون ابطىء بمقدار الف مرة تقريباً من ماذكر اعلاه . وهذا الاختلاف الكبير في المعدلات الزمنية للوصول الى التوازن الحراري يجعل من الممكن انتاج شعبية جزيئية معكوسة عن طريق وسائل حرارية صِرفة . فاولاً ، ترفع درجة حرارة الغاز الى درجة حرارية عالية ، وبهذه الوسيلة تتساوى تقريباً شعبيات إثنين من مستوياته الاهتزازية المتتالية . وبعد ذلك يجري تبريد الغاز بصورة سريعة وفجائية بحيث لايحدث الا القليل جداً من اعادة الترتيب بين المستويات الاهتزازية المختلفة ، ماعدا الجزيئات المتكونة حرارياً وسط المستويات الدورانية الثانوية لكل مستوىاهتزازي . وبذلك يمكن الحصول على شعبية معكوسة في العديد من انتقالات الفرع P العلوية باستخدام الطريقة الموصوفة اعلاه .

وقد تأكدت امكانية استخدام مثل هذه الألية لاثارة التذبذبات الليزرية في عام 1963 من قبل الباحثين Basov و Oraevskii ، حيث اقترحوا فيما بعد منظومات ليزرية معينة تستخدم النتروجين N_2 كغاز ناقل ، وغازات اخرى ـ مثل CO و CO_2 ـ كغازات شغالة [89] . وبدأ المشروع بنتروجين عند درجة حرارة عالية ، تم تبريده بصورة سريعة بوساطة التمدد الاديباتي او تمدد الجريان الصنبوري nozzle-flow expansion ، الذي يزيل جزءاً كبيراً من طاقته الحركية الانتقالية فيعمل على انتاج غاز N_2 في درجة حرارة معتدلة ويكون غنياً بجزيئات متهيجة في المستوى الاهتزازي المتهيج $N_2^* \ (v = 1)$. وهذه الجزيئات بدورها تهيج جزيئات CO او CO_2 بالاسلوب نفسه الذي تفعله جزيئات N_2 المتهيجة كهربائياً في تجارب الباحث Patel.

واستناداً لهذا المبدأ ، تم بناء ليزر CO_2 تثار كلياً بالطريقة الحرارية ، وتم تشغيلها بنجاح من قبل Fein و Verdeyen و Cherrington [90] . واعتمدت الطريقة على تسخين غاز النتروجين اولاً الى 1200°C عند الضغط 400 torr ، ومن ثم سمح له بالتمدد من خلال صنبور الى منطقة ذات ضغط اقل بكثير حيث يخلط مع غاز CO_2 . فنحصل بذلك على الخطوط الليزرية العادية لغاز CO_2 . والى حد الان ، كانت كميات القدرة الليزرية الناتجة بهذه الطريقة ، صغيرة مقارنة بالقدرات الناتجة عن طريق الاثارة الكهربائية .

9.14 الليزرات الكيماوية Chemical lasers

تطلق تسمية « الليزر الكيماوية » على الجهاز الذي يتم فيه استحداث الشعبية المعكوسة كنتيجة مباشرة للتفاعل الكيماوي . ويعتبر مثل هذا التعريف ، تعريفاً مبسطاً ، لانه يترك لنا مجال غامضاً من حيث انه ليس واضحاً كلياً كيف يجب ان تكون الفعالية الكيماوية مباشرة ومنحصرة ، قبل ان تكون الليزر هي ليزر كيماوية . وان ليزرات الاوكسجين التي يتم انتاجها عن طريق التفاريغ الكهربائية في خليط $Ne—O_2$ وخليط $Ae—O_2$ ، تتضمن تفاعلاً كيماوياً في عملية الاثارة ، واعني عملية التفكك . ومع ذلك ، فان طاقة الاثارة لهذه الليزرات ، تشتق من التفريغ الكهربائي ، لذلك سوف لايكون من المناسب شملهم وسط الليزرات الكيماوية .

وتعتبر ليزر التفكك الضوئي photo dissociation في اليود ، الاقرب الى الخط الحدودي مع الليزرات الكيماوية . وهذه يمكن اعتبارها كسَلَف لليزرات الكيماوية الحقيقية ، الى حد ما ، لانها اكتشفت بالمصادفة في وجهة البحث عن الليزرات الكيماوية الحقيقية . وتتلخص العملية في تشعيع CF_3I بومضة قديرة من انبوب وميضي من الزينون ، فتسبب تفكك ضوئي للجزيئة وينتج عنها يود I في الحالة المتهيجة $^2P_{1/2}$. وينتج بعد ذلك عن الانتقال الى الحالة $^2P_{3/2}$ ، تذبذب ليزري عند الطول الموجي 1.30 µm [91] .*

واما الخطوة التالية في تطور الليزرات الكيماوية فتستند ايضاً على ظاهرة التفكك الضوئي . حيث يُشعع خليط بنسبة واحد الى واحد من CS_2 و O_2 . وكنتيجة لهذه العملية يتفكك CS_2 ليتكون CO . وتتكون جزيئات CO في حالات متهيجة اهتزازية كما تبين عملياً ، بالحقيقة التي تنص على انه تحت ظروف مناسبة يكون بالامكان الحصول على عدد ضخم من التذبذبات الليزرية بين

المستويات الاهتزازية الممتدة من $v = 5$ الى $v = 13$. وتتواجد معظم هذه الخطوط وسط الخطوط الاهتزازية ـ الدورانية لغاز CO المدرجة في الجدول 9.9 . ويحتاج التشغيل الناجح لهذا النوع من الليزر الى تواجد كمية كبيرة من الهيليوم . ويوصي الباحث Pollack [92] ، مكتشف هذه الليزر ، بضغط مقداره 1 torr بالنسبة لغاز CS_2 و 1 torr للاوكسجين و 150 torr للهيليوم . وبمقياس معين ، يمكن اعتبار الليزر CO ، ليزر كيماوية بالاصل ، لان تكوين جزيئة CO هو الذي يزود طاقة الاثارة ، ولكن بالطبع ، لاتشتغل هذه المنظومة من دون ومضة ضوئية تعمل اولاً على تزويد الطاقة الضرورية للتفكك .

واستحدث اول ليزر كيماوية حقيقية في عام 1965 ، من قبل Kasper و Primentel[93] . فقد تم الحصول على الشعبية المعكوسة في غاز HCl كنتيجة للتفاعل الكيماوي

$$H + Cl_2 \longrightarrow HCl^* + Cl , \qquad (14.1)$$

حيث تدل العلاقة* ، على تكوين كلوريد الهيدروجين في حالات اهتزازية متهيجة . ويمكن الحصول على التذبذبات الليزرية من على العديد من خطوط الفرع P للانتقالات الاهتزازية 1—2 و 0—1 . وتمتد منطقة الطول الموجي من $3.7\,\mu m$ والى $3.84\,\mu m$. وتحدث العملية الكيماوية في خليط من H_2 و Cl_2 ، ويُستهل التفاعل بومضة ضوئية تسبب التحلل الضوئي لجزيئة Cl_2 :

$$Cl_2 + h\nu \longrightarrow Cl + Cl . \qquad (14.2)$$

وبينما لايتفاعل الكلور الجزيئي مع الهيدروجين الجزيئي ، يتفاعل الكلور الذري ، ويحدث التفاعل التالي

$$Cl + H_2 \longrightarrow HCl + H . \qquad (14.3)$$

والى حد الآن ، لم ينتج اية جزيئة متهيجة ، ولكن ماتنتج هو الهيدروجين الذري . فالتفاعل التال هو (14.1) ، الذي يعمل على انتاج الجزيئات المتهيجة . وبما انه ينتج ايضاً ذرة من الكلور الحر ، فان بامكان هذه الذرة ان تساعد في استمرار التفاعل (14.3) ، وسوف لايكون للضوء حاجة بعد . وهكذا فالومضة الضوئية تعمل كزناد قدح فقط .

---

* إن الانتقال $^2P_{3/2} \rightarrow {}^2P_{1/2}$ ، هو انتقال من النوع ثنائي القطب المغناطيسي (في اليود) .

ويتضمن النوع الآخر من الليزرات الكيماوية ، استخدام التفريغ الكهربائي. وابسط المواد التي يمكن استخدامها في مثل هذه الليزرات هي هالوجينات الهيدروجين والديتريوم المتكونة في تفريغ كهربائي. وباستخدام H_2 وCF_4 كمواد بدئية ، يتكون جزيئة HF في حالة اهتزازية متهيجة عندما يتفكك CF_4 من خلال تفريغ كهربائي. وهذا التهيج هو نتيجة للتفاعل الكيماوي ، وليس للتصادم الالكتروني. ويمكننا تكوين جزيئات متهيجة من HCl و HBr في خليط من H_2 و Cl_2 وبخليط من H_2 و Br_2 ، على التوالي. ويمكن اجراء تجارب مشابهة مع الديتريوم بدلاً من الهيدروجين H_2 ، فنحصل بذلك على تشكيلة واسعة من الخطوط الليزرية [3,94] . والخطوط ذات الاهمية الاكبر مما ذكرناه ، هي خطوط HCl الاهتزازية ـ الدورانية. التي تتواجد في الفروع P من الانتقالات الاهتزازية 2-3 و 1-2 و 0-1 ، وتغطي مدى الطول الموجي 2.70 الى 3.04 μ m . وان الباحث Deutsch ، الذي اكتشف هذا النوع من الليزر الاهتزازية ـ الدورانية ، اكتشف ايضاً ليزر HF المعتمدة على انتقالات دورانية صرفة [95] . وتحدث الانتقالات الدورانية الصرفة ضمن العدد القليل من المستويات الاهتزازية الاولى. وهي ملخصة كالآتي :

مدى الطول الموجي	مدى المستوى الدوراني	المستوى الاهتزازي
10.20 to 16.02 μm	15 to 27	0
12.26 to 21.70 μm	11 to 22	1
10.58 to 20.94 μm	12 to 29	2
11.54 to 21.79 μm	12 to 27	3

وقد وجدت كل هذه التذبذبات في غاز HF الناتج من الهيدروجين H_2 و CF_4 او $CClF_3$ او CCl_3F . ويحتاج تشغيل الليزر الى تفريغ قدير بنبضات تيار من 50 الى 200A وذات فترة بقاء زمنية 1 μ sec تقريباً . وهكذا يتبين بان هذه الليزر الكيماوية مازالت بحاجة الى استخدام بعض القدرة الكهربائية .

9.15 استقرارية الطول الموجي والتردد

Stability in wavelength and frequency

تُعد الليزرات الغازية من احسن المصادر الضوئية فيما اذا تعلق الامر بشدة وتلاحم ونقاوة الطيف . ولذلك ، فهي تُعد ادوات ممتازة في بحوث علم القياس التي

تتضمن مبدأ القياس بالتداخل الضوئي ومبدأ الحساب الهدبي. وبناء على هذا، فان استقرارية وامكانية الاستعادة للاشعة من الليزرات الغازية هي ذات اهمية كبيرة. والسؤال الذي يطرح نفسه : هل بامكان الليزرات ان تحل محل المقاييس الطيفية الاعتيادية الغير متلاحمة للطول length؟ ان هذا السؤال مازال يُدرس بفاعلية. وسوف نبحث الان في العوامل الرئيسية التي تحدد المحتوى الطيفي للاشعة الليزرية ونصف بعض الطرق المبتكرة لجعل الطول الموجي للجهاز الليزري معرفاً بدقة ومستقر ويمكن استعادته.

لقد تركزت البحوث والتطورات في هذا المجال على ليزرات الهيليوم - نيون مع التركيز على الطول الموجي الليزري 6328 Å .واستناداً لهذا، سنحصر انتباهنا الى خواص هذه الليزر.

من المألوف حينما يتعلق الأمر بمنطقة الطيف الكهرومغناطيسي الذي يمكن الوصول اليه بالتقنيات الراديوية والالكترونية الاعتيادية، ان نتكلم عن دقة واستقرارية التردد، لأن كل القياسات تستند على قياسات ترددية مطلقة أو مقارنات ترددية. واما في المنطقة البصرية، فيمكن قياس الطول الموجي مباشرة ومن ثم يحسب التردد فقط من القيم المقاسة للطول الموجي وسرعة الضوء. وبسبب الريبة الموجودة في قياس الأخير، تكون الترددات المعروفة ليست دقيقة كدقة الأطوال الموجية.

وعلى الرغم من عدم إنجاز اي قياس مطلق للترددات الليزرية في المدى المرئي حتى الآن، الا انه قد انجز فعلاً الكثير من المقارنات بين ليزرات مستقرة ومتشابهة. وتنجز هذه القياسات للفروق الترددية بجلب أشعة من كلا الجهازين الليزريين معاً الى كاشف ضوئي ليتم فيما بعد كشف تردد الاشارة التضاربية beat signal .ويستخدم هذا النوع من القياسات لأستقصاء التركيب الصيّغي في الليزرات، ولانه من السهل نسبياً قياس فروق الترددات المنبعثة من الليزر نفسه بصيّغ مختلفة. وهذه الفروق على الرغم من انها في المدى MHz أو GHz، الا انها ماتزال صغيرة للغاية مقارنة بالترددات الليزرية.

وتتشابه الأستقرارية الترددية مع استقرارية الطول الموجي .ويمكن تمييزها عددياً بالنسبة

$$S = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = \frac{\nu}{\Delta\nu},$$

حيث تمثل كل من $\Delta\lambda$ و $\Delta\nu$ ، التقلبات أو التغيرات في الطول الموجي والتردد تحت الظروف المعلومة . ولو اتبعنا الخبرة المثبتة ، فسوف نتكلم عن الاستقرارية الترددية حتى عندما يكون هناك فقط مقارنات للاطوال الموجية .

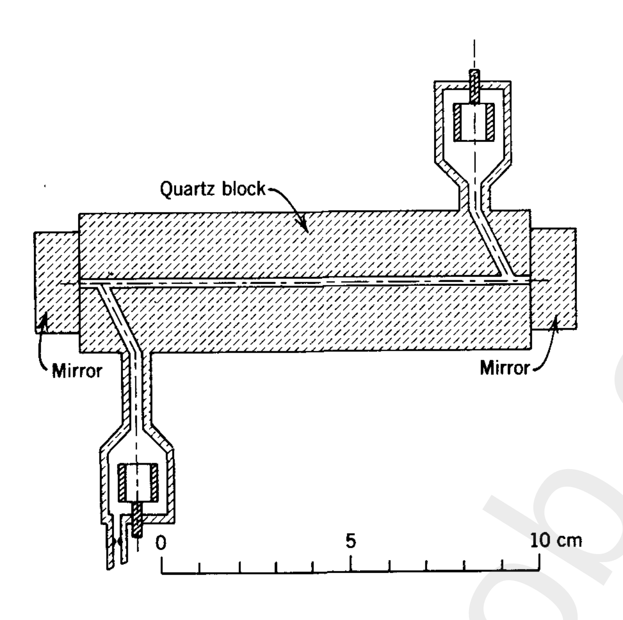
وهناك ثلاثة رموز مهمة تميز الأستقرارية وهي : الأستقرارية القصيرة S_s التي تدل على ثبوتية التردد أثناء قياس منفرد ، ولنقل العَّد الهدبي لمقياس التداخل . والاستقرارية الطويلة S_l التي تحدد ثبوتية التردد الليزري على مدى المتوالية الكلية للقياسات ولربما لمدى عدة ساعات من الزمن . واخيراً ، قابلية الاستعادة المطلقة absolute reproducibility ، أو الأستقرارية المنضبطة S_0 التي تشير الى الدقة التي يمكن بها ان يستعاد التردد في ليزر مشابهة الصنع . وهذه الرموز الثلاثة للاستقرارية تختلف بالطبع ، من حيث الظروف التي تعيِّن الانتشار الترددي ، $\Delta\nu$.

وكما شرحنا في الفصل الثالث ، يكون العامل المسئول عن تعريف المنطقة الطيفية التي تبعث الليزر أشعتها ضمنها ، هو منحن التكبير ، الذي يشابه معكوس الخط الطيفي الأمتصاصي . وبامكان التذبذبات الليزرية أن تحدث عند ترددات صيَّغية ـ فجوية ، تقع في تلك المنطقة قرب مركز الخط الطيفي حيثما يزيد التكبير على الحد الأدنى المطلوب بشرط العتبة . وهذا الوضع ممثل بيانياً في الشكل 3.6 ، وقد ذكرنا أيضاً بأن الليزر بصورة عامة ، تبعث بأشعتها في أكثر من صيغة واحدة . وعندما يزمع استخدام الليزر في علم القياس الضوئي ، يجب ان يتم ترتيب المواد بحيث يتواجد صيغة تذبذبية واحدة فقط . ويمكن حذف الصيَّغ اللامحورية بتأمين تركيب متناسق وبوساطة حاجب ، اذا تطلب الامر . ويمكن تأمين إثارة صيغة محورية مفردة عن طريق تقليل الاثارة الى الحد الادنى وكذلك عن طريق إبعاد هذه الصيغ خارج المنطقة بحيث لايبقى الا القليل منهم بالقرب من القيمة القصوى للخط الطيفي الذري . وتحت هذه الظروف ، يتم تحديد التردد المضبوط للخارج الليزري بمعرفة أبعاد تجويف فابري ـ بيروت وبمعرفة معامل انكسار المواد الموجودة خلاله . ومهما يحدث من تغيرات صغيرة في المسافة الفاصلة بين المرآيا وبمعامل الانكسار في الهواء وبالشبابيك وبالغاز ، فانها ستنعكس كتغيرات ترددية .

ولغرض تقليل التقلبات الترددية الى أدنى حد ، يجب أن يكون التركيب الليزري مستقراً ومعزولاً عن الأهتزازات الميكانيكية والتقلبات الحرارية . وقد

ابتكرت مختبرات بحوث فيلبس في Eindhoven ، طريقة بسيطة واقتصادية لانشاء ليزر هيليوم ــ نيون مستقرة [96] .ويبين الشكل 9.36 ، المقطع العرضي لمثل هذا الليزر . وان العنصر الرئيسي في هذه الليزر هو قضيب من منصهر الكوارتز قطره حوالي 35mm ، وذات تجويف متحد المحور . وهناك قنوات جانبية مثقوبة الى داخل التجويف المركزي ، تربط الاذرع الجانبية الحاوية على الاقطاب ، ومن الممكن على مخزن للغاز . واما نهايتا القضيب فقد قطعتا وصقلتا متوازيتين لبعضها البعض وعموديتين على محور التجويف . وقد زودت المستويات البصرية من مراكز مساحاتها ، بأغطية عاكسة وعازلة لُصقت تماماً مع قضيب الكوارتز . وان قوى التلاصق بين هذه السطوح المستوية البصرية كافية لحفظ التركيب صلداً مع بعضه البعض وفي تراصٍ جيد ولحفظ المنظومة في فراغ محكم . واذا كان البعد بين المستويات البصرية هو حوالي 12cm فقط ، تكون الصيَّغ المحورية مبتعداً عن بعضها البعض بمقدار 1250MHz ، وبما أن هذا المقدار يساوي تقريباً لنفس درجة عظم اتساع الخط 6328Å ، فانه يمكن بسهولة اثارة صيغة تذبذبية واحدة فقط . وبسبب صلابة التركيب وحساسيته الصغيرة نسبياً للتقلبات الحرارية ، يكون تأثير البيئة على هذه الليزر صغيراً . وقد تم قياس استقرارية هكذا ليزرات عن طريق تضارب الاشعة المشتقة من جهازين ليزريين . وتم قياس الاستقرارية القصيرة S_s بما يزيد عن 10^9 لفترة زمنية تقدر بعدة دقائق . واما قابلية الاستعادة لمثل هذه الليزرات فتكون بالطبع ضعيفة ، وقد سجلت قيمة للعامل S_o مابين 10^6 و 10^7 ، ولأجل هذا ، وان تطلب الامر الى قياسات دقيقة فيجب على كل ليزر من هذه الليزرات أن تدرج حسب مقياس نموذجي .

ومن الضروري استخدام تقنيات اكثر مهارة وتنميقاً عندما يتطلب الامر استقرارية مطلقة ، واعني ، عندما يراد طبق التردد الليزري مع مركز الخط الذري او الجزيئي ، وتجرى عمليات الضبط في التركيب الفجوي لتأمين بقاء التردد الفجوي منطبقاً مع مركز الخط الذري على الرغم من التقلبات البيئية . ويمكن تثبيت مركز الخط الذري في موقعه باستخدام منخفض لامب Lamb dip . فعندما يتغير طول التجويف ببطىء ، يتحرك تردد الصيغة الفعالة مكتسحاً خلال مركز الخط المعرَّض دوبلرياً ، ومنتجاً بذلك منخفضاً في الخارج الليزري من عند مركزه . ويمكن اجراء عملية البحث عن مركز الخط بصورة اوتوماتيكية كما اجريت من قبل الباحثان Shimoda و Javan [97] ، اللذين زوَّدوا بالتضمين الترددي frequency modulation عن طريق تحريك احدى المرايا الى الامام



شكل 9.36 تركيب ليزر غازية قصيرة ذات مرآيا مستوية

والخلف بحركة دالة جيبية بواسطة محرك بالتقبض المغناطيسي magneto strictive drive . وأُلتقط الخارج الليزري ذات السعة التضمينية ، ومن ثم استخدمت التوافقيات الاساسية والثانية والثالثة من اشارة التضمين لتوجيه الموضع الوسطي وميل المرآيا بطريقة ما لحفظ الصيغة المتذبذبة عند مركز الخط الطيفي . وقد تم تطبيق هذه الطريقة على ليزر هيليوم ـ نيون عند الطول الموجي 1.15 μm ، ثم انتاجها في غاز نيون يحوي نظيراً واحداً فقط . فكانت الاستقرارية المنضبطة resettability لهذه الليزر بحدود 10^8 والاستقرارية القصيرة اكثر من 10^9 . والليزر التجارية من النوع (Model 119 spectra physics) المشتغلة عند الطول الموجي 6328 A° مقفلة locked الى الخط الذري عن طريق منخفض لامب . وتمتلك استقرارية طويلة الامد مقدارها 5×10^8 لكل يوم واستقرارية منضبطة مقدارها 1×10^8 . وفي التشغيل الطويل نسبياً تتسبب الازاحات بالضغط الى انحطاط دقة كل هذه الليزرات .

وقد اقترح العديد من الاراء القيمة للتغلب على الصعوبة في وضع قمة الخط الطيفي بصورة دقيقة ـ هذه الصعوبة التي تنتج عن استواء قمته flatness- .

ويتضمن احد هذه المخططات شطر الخط الذري بوساطة ظاهرة زيمان Zeeman effect ، ومن ثم تعيين موقع نقطة التقاطع للمنحنيين الحادين. حيث يتواجد هذا التقاطع عند مركز تردد الخط الاصلي [98] . واما المخطط الآخر فيعمل على استقرار الخط 6328 A° على انتقال من النوع فوق الدقيق hyperfine لليود I_2 باستخدام خلية امتصاصية من اليود [99] .

واما ادق القياسات للاطوال الموجية الناتجة من ليزرات الهيليوم - نيون المستقرة بمنخفض لامب ، فقد اجريت نتيجة الجهود المتعاونة بين مختبرات امريكية وبريطانية والمانيا .
فالليزرات المختلفة الصنع والاصل ، والمستخدمة في هذه القياسات كانت متماسكة مع بعضها الى حد 1 لكل 10^8 ، الا ان القياسات الاجمالية للطول الموجي تغيرت من 6329.91373 A° الى 6329.91448 A° ، مما يدل على حاجة اشراك ريبة uncertainty ، مقدارها 1 لكل 10^7 تقريباً مع طول موجة ليزرات الهيليوم - نيون المستقرة . وتمثل القياسات اطوال موجية في الفراغ . وقد تم الحصول عليها بالمقارنة مع نموذج Kr^{86}[100] .

ويمكن ايجاد معلومات اضافية حول الاستقرارية وعلم القياس الضوئي في المقالات الاستعراضية للباحث Birnbaum[101] والباحثين Polanyi و Tobias [102] .

References المراجع

1. G. Herzberg, *Spectra of Diatomic Molecules,* Van Nostrand, New York, 1950.
2. H. S. W. Massey and E. H. S. Burhop, *Electronic and Ionic Impact Phenomena,* Clarendon, Oxford, 1952.
3. C. K. N. Patel, *Gas Lasers, Lasers, Vol. 2,* A. K. Levine, Ed., Dekker, New York, 1968.
4. A. C. G. Mitchell and M. W. Zemansky, *Resonance Radiation and Excited Atoms,* Cambridge University Press, Cambridge, 1934, 1961.
5. D. C. Sinclair and W. E. Bell, *Gas Laser Technology,* Holt, Rinehart and Winston, New York, 1969.
6. W. R. Bennett Jr., Hole-burning effects in a He—Ne optical maser, *Phys. Rev.,* **126,** 580–593 (1962).
7. W. E. Lamb, Theory of an optical maser, *Phys. Rev.,* **134,** A 1429–1450 (1964).
8. R. A. McFarlane, W. R. Bennett Jr., and W. E. Lamb, Single-mode tuning-dip in the power output of an He—Ne optical maser, *Appl. Phys. Letters,* **2,** 189–190 (1963).
9. A. Szöke and A. Javan, Isotope shift and saturation behavior of the 1.15-μ transition of neon, *Phys. Rev. Letters,* **10,** 521–524 (1963).
10. A. L. Schawlow and C. H. Townes, Infrared and optical masers, *Phys. Rev.,* **112,** 1940–1949 (1958).
11. H. Z. Cummins, I. Abella, O. S. Heavens, N. Knable, and C. H. Townes, Alkali vapor infrared masers, *Advances in Quantum Electronics,* J. R. Singer, Ed., Columbia University Press, New York, 1961, pp. 12–17.
12. P. Rabinowitz, S. Jacobs, and G. Gould, Continuous optically pumped Cs laser, *Appl. Opt.,* **1,** 513–516 (1962).
13. C. H. Moore, *Atomic Energy Levels,* Natl. Bur. Std. (U.S.), Circ. 467, Vols. 1–3, U.S. Govt. Printing Office, Washington, D.C., 1949–1958.
14. G. F. Koster and H. Statz, Probabilities for the neon laser transitions, *J. Appl. Phys.,* **32,** 2054–2055 (1961).
15. W. L. Faust and R. A. McFarlane, Line strengths for noble-gas maser transitions, *J. Appl. Phys.,* **35,** 2010–2015 (1964).
16. W. R. Bennett, Radiative lifetimes and collision transfer cross sections of excited atomic states, *Advances in Quantum Electronics,* J. R. Singer, Ed., Columbia University Press, New York, 1961, pp. 28–43.
17. A. Javan, W. R. Bennet, Jr., and D. R. Herriott, Population inversion and continuous optical maser oscillation in a gas discharge containing a He-Ne mixture, *Phys. Rev. Letters,* **6,** 106–110 (1961).
18. A. D. White and J. D. Rigden, Continuous gas maser operation in the visible, *Proc. IRE,* **50,** 1697 (1962).
19. A. D. White and J. D. Rigden, The effect of super-radiance at 3.39μ on the visible transitions in the He-Ne maser, *Appl. Phys. Letters,* **2,** 211–212 (1963).
20. A. L. Bloom, W. E. Bell, and R. C. Rempel, Laser operation at 3.39μ in a helium-neon mixture, *Appl. Opt.,* **2,** 317–318 (1963).
21. W. R. Bennett, Jr., Gaseous optical masers, *Appl. Opt. Suppl.,* **1,** 24–61 (1962).
22. A. L. Bloom, *Gas Lasers,* Wiley, New York, 1968.
23. E. I. Gordon and A. D. White, Similarity laws for the effects of pressure and discharge diameter on gain of He-Ne lasers, *Appl. Phys. Letters,* **3,** 199–201 (1963).
24. A. D. White, E. I. Gordon, and J. D. Rigden, Output power of the 6328-Å gas maser, *Appl. Phys. Letters,* **2,** 91–93 (1963).

25. I. M. Belousova, O. B. Danilov, and I. A. Elkina, Optimum operating mode of a He-Ne laser, *Soviet Phys. JETP,* **17,** 748–749 (1963); **44,** 1111–1113 (1963).
26. P. W. Smith, On the optimum geometry of a 6328-Å laser oscillator, *IEEE J. Quant. Electr.,* **QE-2,** 77–79 (1966).
27. B. A. Lengyel, *Introduction to Laser Physics,* Wiley, New York, 1966.
28. C. K. N. Patel, W. R. Bennett, W. L. Faust, and R. A. McFarlane, Infrared spectroscopy using stimulated emission techniques, *Phys. Rev. Letters,* **9,** 102–104 (1962).
29. R. Cagnard, R. der Agobian, R. Echard, and J. L. Otto, L'émission stimulée de quelques transitions infrarouges de l'helium et du néon, *Compt. Rend.,* **257,** 1044–1047 (1963).
30. J. S. Levine and A. Javan, Far infrared continuous-wave laser oscillation in pure helium, *Appl. Phys. Letters,* **14,** 348–350 (1969).
31. C. K. N. Patel, W. L. Faust, R. A. McFarlane, and C. G. B. Garrett, Laser action up to 57.355 microns in gaseous discharges, *Appl. Phys. Letters,* **4,** 18–19 (1964).
32. W. L. Faust, R. A. McFarlane, C. K. N. Patel, and C. G. B. Garrett, Noble gas optical maser lines at wavelengths between 2 and 35 microns, *Phys. Rev.,* **133,** A 1466–1486 (1964).
33. C. K. N. Patel, W. L. Faust, R. A. McFarlane, and C. G. B. Garrett, Cw optical maser action up to 133μ in Ne discharges, *Proc. IEEE,* **52,** 713 (1964).
34. H. J. Gerritsen and P. V. Goedertier, A gaseous (He-Ne) cascade laser, *Appl. Phys. Letters,* **4,** 20–21 (1964).
35. R. Grudzinski, M. Paillette, and J. Becrelle, Étude de transitions laser couplées dans un mélange helium-néon, *Compt. Rend.,* **258,** 1452–1454 (1964).
36. D. Rosenberger, Oscillation of three 3p-2s transitions in a He-Ne laser, *Phys. Letters,* **9,** 29–31 (1964).
37. R. der Agobian, R. Cagnard, E. Echard, and J. L. Otto, Nouvelle cascade de transitions stimulées du néon, *Compt. Rend.,* **258,** 3661–3663 (1964).
38. D. Rosenberger, Laserübergänge and Superstrahlung bei 6143 Å und 5944 Å in einer gepulsten Neon-Entladung, *Phys. Letters,* **13,** 228–229 (1964).
39. D. M. Clunie, R. S. A. Thorn, and K. E. Trezise, Asymetric visible superradiant emission from a pulsed neon discharge, *Phys. Letters,* **14,** 28–29 (1965).
40. K. G. Ericsson and L. R. Lidholt, Superradiant transitions in argon, krypton and xenon, *IEEE J. Quant. Electr.,* **QE-3,** 94 (1967).
41. O. Andrade, M. Gallardo, and K. Bockasten, High-gain laser lines in noble gases, *Appl. Phys. Letters,* **11,** 99–100 (1967).
42. K. Bockasten, T. Lundholm, and O. Andrade, New near-infrared laser lines in Ar I, *Phys. Letters,* **22,** 145–146 (1966).
43. R. A. Paananen and D. L. Bobroff, Very high gain gaseous (Xe-He) optical maser at 3.5 μ, *Appl. Phys. Letters,* **2,** 99–100 (1963).
44. H. Brunet, Laser gain measurement in a xenon-krypton discharge, *Appl. Opt.,* **4,** 1354 (1965).
45. D. C. Sinclair, Near-infrared oscillation in pulsed noble-gas-ion laser, *J. Opt. Soc. Am.,* **55,** 571–572 (1965).
46. D. Rosenberger, Superstrahlung in gepulsten Argon-, Krypton-, und Xenon-Entladungen, *Phys. Letters,* **14,** 32 (1965).
47. W. E. Bell, Visible laser transitions in Hg^+, *Appl. Phys. Letters,* **4,** 34–35 (1964).
48. W. B. Bridges, Laser oscillation in singly ionized argon in the visible spectrum, *Appl. Phys. Letters,* **4,** 128–130 (1964); err. **5,** 39 (1964).

49. W. B. Bridges and A. N. Chester, Visible and uv laser oscillation at 118 wavelengths in ionized Ne, Ar, Kr, Xe, O, and other gases, *Appl. Opt.,* **4,** 573–580 (1965).
50. J. P. Goldsborough, E. B. Hodges, and W. E. Bell, Rf-induction excitation of cw visible laser transitions in ionized gases, *Appl. Phys. Letters,* **8,** 137–139 (1966).
51. E. I. Gordon, E. F. Labuda, R. C. Miller, and C. E. Webb, Excitation mechanisms of the argon-ion laser, *Physics of Quantum Electronics,* P. L. Kelley, B. Lax and P. E. Tannenwald, Eds., McGraw-Hill, New York, 1966, pp. 664–687.
52. E. I. Gordon, E. F. Labuda, and W. B. Bridges, Continuous visible laser action in singly ionized argon, krypton, and xenon, *Appl. Phys. Letters,* **4,** 178–180 (1964).
53. W. B. Bridges and A. N. Chester, Spectroscopy of ion lasers, *IEEE J. Quant. Electr.,* **QE-1,** 66–84 (1965).
54. H. A. Statz et al., Transition probabilities, lifetimes and related considerations in ionized argon lasers, *Physics of Quantum Electronics,* P. L. Kelley, B. Lax and P. E. Tannenwald, Eds., McGraw-Hill, New York, 1966, pp. 674–687.
55. T. J. Bridges and W. W. Rigrod, Output spectra of the argon ion laser, *IEEE J. Quant. Electr.,* **QE-1,** 303–308, (1965).
56. W. E. Bell, A. L. Bloom, and J. P. Goldsborough, Visible laser transitions in ionized Se, As, and Br, *IEEE J. Quant. Electr.,* **QE-1,** 400 (1965).
57. W. B. Bridges and A. S. Halstead, New cw laser transitions in Ar, Kr, and Xe, *IEEE J. Quant. Electr.,* **QE-2,** 84 (1966).
58. R. H. Neusel, New laser oscillations in Kr and Xe, *IEEE J. Quant. Electr.,* **QE-2,** 334 (1966); **2,** 758 (1966).
59. H. G. Cooper and P. K. Cheo, Ion laser oscillations in sulfur, *Physics of Quantum Electronics,* P. L. Kelley, B. Lax, and P. E. Tannenwald, Eds., McGraw-Hill, New York, 1966, pp. 690–697.
60. C. B. Zarowin, New visible cw laser lines in singly-ionized chlorine, *Appl. Phys. Letters,* **9,** 241–242 (1966).
61. W. R. Bennett, Jr., W. L. Faust, R. A. McFarlane, and C. K. N. Patel, Dissociative excitation transfer and optical maser oscillation in Ne-O_2 and Ar-O_2 rf discharges, *Phys. Rev. Letters,* **8,** 470–473 (1962).
62. C. K. N. Patel, R. A. McFarlane, and W. L. Faust, Optical maser action in C, N, O, S, and Br on dissociation of diatomic and polyatomic molecules, *Phys. Rev.,* **133,** A1244–1248 (1964).
63. K. Bockasten, T. Lundholm, and O. Andrade, Laser lines in atomic and molecular hydrogen, *J. Opt. Soc. Am.,* **56,** 1260–1261 (1966).
64. S. M. Jarrett, J. Nunez, and G. Gould, Laser oscillation in atomic Cl in HCl gas discharges, *Appl. Phys. Letters,* **8,** 150–151 (1966).
65. R. A. Paananen, C. L. Tang, and F. A. Horrigan, Laser action in Cl_2 and He-Cl_2, *Appl. Phys. Letters,* **3,** 154–155 (1963).
66. K. Bockasten, On the classification of laser line in Cl and I, *Appl. Phys. Letters,* **4,** 118–119 (1964).
67. S. M. Jarrett, J. Nunez, and G. Gould, Infrared oscillation in HBr and HI gas discharge, *Appl. Phys. Letters,* **7,** 294–296 (1965).
68. P. K. Cheo and H. G. Cooper, Uv and visible laser oscillations in fluorine, phosphorus and chlorine, *Appl. Phys. Letters,* **7,** 202–204 (1965).
69. W. M. Keeffe and W. J. Graham, Observation of new Br II laser transitions, *Phys. Letters,* **20,** 643 (1966).
70. G. R. Fowles and R. C. Jensen, Visible laser transitions in ionized iodine, *Appl. Opt.* **3,** 1191–1192 (1964).

71. K. Bockasten, M. Garavaglia, B. A. Lengyel, and T. Lundholm, Laser lines in Hg I, *J. Opt. Soc. Am.*, **55,** 1051–1053 (1965).
72. A. L. Bloom, W. E. Bell, and F. O. Lopez, Laser spectroscopy of a pulsed mercury-helium discharge, *Phys. Rev.*, **135,** A578–579 (1964).
73. H. J. Gerritsen and P. V. Goedertier, Blue gas laser using Hg^{2+}, *J. Appl. Phys.*, **35,** 3060–3061, 1964.
74. L. E. S. Mathias and J. T. Parker, Stimulated emission in the band spectrum of nitrogen, *Appl. Phys. Letters*, **3,** 16–18 (1963).
75. T. Kasuya and D. R. Lide, Measurements on the molecular nitrogen pulsed laser. *Appl. Opt.*, **6,** 69–80 (1967).
76. V. M. Kaslin and G. G. Petrash, Rotational structure of ultraviolet generation in molecular nitrogen, *Soviet Phys.-JETP,* **3,** 55–58 (1966).
77. J. D. Shipman and A. C. Kolb, A high-power, pulsed nitrogen laser, *IEEE J. Quant. Electr.*, **QE-2,** 298 (1966).
78. R. A. McFarlane, Precision spectroscopy of new infrared emission systems of molecular nitrogen, *IEEE J. Quant. Electr.*, **QE-2,** 229–232 (1966).
79. L. E. S. Mathias and J. T. Parker, Visible laser oscillations from carbon monoxide, *Phys. Letters,* **7,** 194–196 (1963).
80. P. A. Bazhulin, I. N. Knyazev, and G. G. Petrash, Stimulated emission from molecular hydrogen and deuterium in the near infrared, *Soviet Phy.-JETP,* **22,** 11–16 (1966), [**49,** 16–23 (1965)].
81. W. S. Benedict, M. A. Pollack, and W. J. Tomlinson, The water vapor laser, *IEEE-J. Quant. Electr.*, **QE-5,** 108–124 (1969).
82. C. K. N. Patel and R. J. Kerl, Laser oscillations on $X^1\Sigma^+$ vibrational-rotational transitions of CO, *Appl. Phys. Letters,* **5,** 81–83 (1964).
83. C. K. N. Patel, Selective excitation through vibrational energy transfer and optical maser action in N_2-CO_2, *Phys. Rev. Letters,* **13,** 617–619 (1964).
84. C. K. N. Patel, Cw laser on vibrational-rotational transitions of CO, *Appl. Phys. Letters,* **7,** 246–247 (1965).
85. R. M. Osgood and W. C. Eppers, High-power CO-N_2-He laser, *Appl. Phys. Letters,* **13,** 409–411 (1968).
86. C. K. N. Patel, Cw laser action in N_2O, *Appl. Phys. Letters,* **6,** 12–13 (1965).
87. C. K. N. Patel, Cw laser oscillations in an N_2-CS_2 system, *Appl. Phys. Letters,* **7,** 273–274 (1965).
88. K. Gürs, Der CO_2 Laser, *Z. angew. Physik,* **25,** 379–386 (1968).
89. N. G. Basov, A. N. Oraevskii, and V. A. Shcheglov, Thermal methods for laser excitation, *Soviet Phys.-Techn. Phys.,* **12,** 243–249 (1967), [**37,** 339–348 (1967)].
90. M. E. Fein, J. T. Verdeyen, and B. E. Cherrington, A thermally pumped CO_2 laser, *Appl. Phys. Letters,* **14,** 337–340 (1969).
91. J. V. V. Kasper and G. C. Pimentel, Atomic iodine photodissociation laser, *Appl. Phys. Letters,* **5,** 231–233 (1964).
92. M. A. Pollack, Laser oscillation in chemically formed CO, *Appl. Phys. Letters,* **8,** 237–238 (1966).
93. J. V. V. Kasper and G. C. Pimentel, HCl chemical laser, *Phys. Rev. Letters,* **14,** 352–354 (1965).
94. T. F. Deutsch, Molecular laser action in hydrogen and deuterium halides, *Appl. Phys. Letters,* **10,** 234–236 (1966).
95. T. F. Deutsch, Laser emission from HF rotational transitions, *Appl. Phys. Letters,* **11,** 18–20 (1967).
96. H. G. Van Buren, J. Haisma, and H. De Lang, A small and stable continuous gas laser, *Phys. Letters,* **2,** 340–341 (1962).

97. K. Shimoda and A. Javan, Stabilization of the He-Ne maser on the atomic line center, *J. Appl. Phys.*, **36,** 718–726 (1965).
98. A. D. White, E. I. Gordon, and E. F. Labuda, Frequency stabilization of single-mode gas lasers, *Appl. Phys. Letters,* **5,** 97–98 (1964).
99. G. R. Hanes and K. M. Baird, I_2-controlled He-Ne laser at 633 nm, *Metrologia,* **5,** 32–33 (1969).
100. K. D. Mielenz et al., Reproducibility of He-Ne wavelengths at 633 nm, *Appl. Opt.,* **7,** 289–292 (1968).
101. G. Birnbaum, Frequency Stabilization of gas lasers, *Proc. IEEE,* **55,** 1015–1026 (1967).
102. T. G. Polanyi and I. Tobias, The frequency stabilization of gas lasers, *Lasers Vol. 2,* A. K. Levine, Ed., Dekker, New York, 1968, pp. 373–423.

الملحق A الثوابت الفيزيائية الاساسية وعوامل التحويل

ندرج ادناه قيم سرعة الضوء (c) ، الشحنة الالكترونية (e) ، ثابت بلانك (h) وثابت بولتسمان (k) . وهذه هي القيم المتفق عليها من قبل U.S.National Bureau of Standards Technical News Bulletin في اوكتوبر 1963 .

$$c = 2.997925 \times 10^{8}\ \text{m/sec},$$
$$e = 1.60210 \times 10^{-19}\ \text{coulomb},$$
$$h = 6.6256 \times 10^{-34}\ \text{J-sec},$$
$$k = 1.3806 \times 10^{-23}\ \text{J/°K}.$$

مع العلم بأن الكسور الاخيرة المعطاة ، فيها شيء من الريبة . ويمكن من هذه الثوابت اشتقاق عوامل التحويل التالية :

$$\hbar = \frac{h}{2\pi} = 1.0545 \times 10^{-34}\ \text{J-sec},$$

$$\frac{e}{ch} = 8065.7\ \text{cm}^{-1}\ (\text{eV})^{-1},$$

$$\frac{ch}{e} = 1.2398 \times 10^{4}\ \text{cm eV}.$$

ويمكن استخدام العاملين الاخيرين لتحويل فروق طاقة المستويات ، المعبر عنها بالالكترون فولت ، الى ارقام موجية يعبر عنها بمقلوب السنتيمترات ، والعكس صحيح . اما دقة هذه العوامل التحويلية فمحدود وبالدرجة الاولى بسبب عدم معرفتنا الدقيقة للثابت h .

الملحق B تحويل الالكترون فولت الى ارقام موجية واطوال موجية

انشأت الجداول التالية باستخدام عوامل التحويل للملحق A ، وقصدنا منها التوجيه ، وليس للحسابات العلمية الدقيقة . وقد اعطيت معلومات الطاقة في العديد من المنشورات التي تعالج اشباه الموصلات بدلالة الالكترون فولط ، وكثيراً مايرغم احدنا الى تحويل طاقات من النسق 1eV الى ارقام موجية . وتكون دقة هذا التحويل محدودة ، لان عامل التحويل ليس معروفاً بنفس دقة معرفتنا للقياسات المطيافية للطول الموجي والرقم الموجي . وان التحويل في هذه الجداول هو للاطوال الموجية في الفراغ . لذلك يستوجب عمل تصحيح للاطوال الموجية المقاسة في الهواء استناداً للملحق C

جدول B

ΔE (eV)	σ (cm^{-1})	λ (μm)	ΔE (eV)	σ (cm^{-1})	λ (μm)
0.10	806.57	12.398	0.35	2823.0	3.5423
0.11	887.23	11.271	0.36	2903.7	3.4439
0.12	967.89	10.332	0.37	2984.3	3.3508
0.13	1048.5	9.5370	0.38	3065.0	3.2627
0.14	1129.2	8.8558	0.39	3145.6	3.1790
0.15	1209.9	8.2654	0.40	3226.3	3.0995
0.16	1290.5	7.7488	0.41	3306.9	3.0239
0.17	1371.2	7.2930	0.42	3387.6	2.9519
0.18	1451.8	6.8879	0.43	3468.3	2.8833
0.19	1532.5	6.5253	0.44	3548.9	2.8178
0.20	1613.1	6.1991	0.45	3629.6	2.7551
0.21	1693.8	5.9039	0.46	3710.2	2.6952
0.22	1774.5	5.6355	0.47	3790.9	2.6379
0.23	1855.1	5.3905	0.48	3871.6	2.5829
0.24	1935.8	5.1659	0.49	3952.2	2.5302
0.25	2016.4	4.9593	0.50	4032.9	2.4796
0.26	2097.1	4.7685	0.51	4113.5	2.4310
0.27	2177.7	4.5919	0.52	4194.2	2.3843
0.28	2258.4	4.4279	0.53	4274.8	2.3393
0.29	2339.1	4.2752	0.54	4355.5	2.2960
0.30	2419.7	4.1327	0.55	4436.2	2.2542
0.31	2500.4	3.9994	0.56	4516.8	2.2140
0.32	2581.0	3.8744	0.57	4597.5	2.1751
0.33	2661.7	3.7570	0.58	4678.1	2.1376
0.34	2742.3	3.6465	0.59	4758.8	2.1014

ΔE (eV)	σ (cm^{-1})	λ (μm)	ΔE (eV)	σ (cm^{-1})	λ (μm)
0.60	4839.4	2.0664	0.90	7259.2	1.3776
0.61	4920.1	2.0325	0.91	7339.8	1.3624
0.62	5000.8	1.9997	0.92	7420.5	1.3476
0.63	5081.4	1.9680	0.93	7501.1	1.3331
0.64	5162.1	1.9372	0.94	7581.8	1.3190
0.65	5242.7	1.9074	0.95	7662.4	1.3051
0.66	5323.4	1.8785	0.96	7743.1	1.2915
0.67	5404.0	1.8505	0.97	7823.8	1.2782
0.68	5484.7	1.8233	0.98	7904.4	1.2651
0.69	5565.4	1.7968	0.99	7985.1	1.2523
0.70	5646.0	1.7712	1.00	8065.7	1.2398
0.71	5726.7	1.7462	1.01	8146.4	1.2275
0.72	5807.3	1.7220	1.02	8227.0	1.2155
0.73	5888.0	1.6984	1.03	8307.7	1.2037
0.74	5968.6	1.6754	1.04	8388.4	1.1921
0.75	6049.3	1.6531	1.05	8469.0	1.1808
0.76	6130.0	1.6313	1.06	8549.7	1.1696
0.77	6210.6	1.6101	1.07	8630.3	1.1587
0.78	6291.3	1.5895	1.08	8711.0	1.1480
0.79	6371.9	1.5694	1.09	8791.6	1.1374
0.80	6452.6	1.5498	1.10	8872.3	1.1271
0.81	6533.2	1.5306	1.11	8953.0	1.1169
0.82	6613.9	1.5120	1.12	9033.6	1.1070
0.83	6694.6	1.4938	1.13	9114.3	1.0972
0.84	6775.2	1.4760	1.14	9194.9	1.0876
0.85	6855.9	1.4586	1.15	9275.6	1.0781
0.86	6936.5	1.4416	1.16	9356.2	1.0688
0.87	7017.2	1.4251	1.17	9436.9	1.0597
0.88	7097.8	1.4089	1.18	9517.6	1.0507
0.89	7178.5	1.3930	1.19	9598.2	1.0419

ΔE (eV)	σ (cm^{-1})	λ (μm)	ΔE (eV)	σ (cm^{-1})	λ (μm)
1.20	9678.9	1.0332	1.45	11695.3	0.8550
1.21	9759.5	1.0246	1.46	11776.0	0.8492
1.22	9840.2	1.0162	1.47	11856.6	0.8434
1.23	9920.8	1.0080	1.48	11937.3	0.8377
1.24	10001.5	0.9998	1.49	12017.9	0.8321
1.25	10082.2	0.9919	1.50	12098.6	0.8265
1.26	10162.8	0.9840	1.51	12179.3	0.8211
1.27	10243.5	0.9762	1.52	12259.9	0.8157
1.28	10324.1	0.9686	1.53	12340.6	0.8103
1.29	10404.8	0.9611	1.54	12421.2	0.8051
1.30	10485.4	0.9537	1.55	12501.9	0.7999
1.31	10566.1	0.9464	1.56	12582.5	0.7948
1.32	10646.8	0.9393	1.57	12663.2	0.7897
1.33	10727.4	0.9322	1.58	12743.9	0.7847
1.34	10808.1	0.9252	1.59	12824.5	0.7798
1.35	10888.7	0.9184	1.60	12905.2	0.7749
1.36	10969.4	0.9116	1.61	12985.8	0.7701
1.37	11050.1	0.9050	1.62	13066.5	0.7653
1.38	11130.7	0.8984	1.63	13147.1	0.7606
1.39	11211.4	0.8920	1.64	13227.8	0.7560
1.40	11292.0	0.8856	1.65	13308.5	0.7514
1.41	11372.7	0.8793	1.66	13389.1	0.7469
1.42	11453.3	0.8731	1.67	13469.8	0.7424
1.43	11534.0	0.8670	1.68	13550.4	0.7380
1.44	11614.7	0.8610	1.69	13631.1	0.7336

جدول C

λ_0 (Å)	000	100	200	300	400	500	600	700	800	900
3000	0.87	0.90	0.92	0.95	0.98	1.00	1.03	1.05	1.08	1.10
4000	1.13	1.16	1.18	1.21	1.24	1.26	1.29	1.32	1.34	1.37
5000	1.39	1.42	1.45⁻	1.47	1.50	1.53	1.55	1.58	1.61	1.64
6000	1.66	1.69	1.72	1.74	1.77	1.80	1.83	1.85⁻	1.88	1.90
7000	1.93	1.96	1.98	2.01	2.04	2.07	2.09	2.12	2.15⁻	2.17
8000	2.20	2.23	2.25	2.28	2.31	2.34	2.36	2.39	2.42	2.44
9000	2.47	2.50⁻	2.52	2.55	2.58	2.61	2.63	2.66	2.69	2.71
10,000	2.74	2.77	2.80	2.82	2.85⁻	2.88	2.90	2.93	2.96	2.99
11,000	3.01	3.04	3.07	3.09	3.12	3.15⁻	3.18	3.20	3.23	3.26
12,000	3.28	3.31	3.34	3.37	3.39	3.42	3.45⁻	3.47	3.50	3.53
13,000	3.56	3.58	3.61	3.64	3.66	3.69	3.72	3.75⁻	3.77	3.80
14,000	3.83	3.85	3.88	3.91	3.94	3.96	3.99	4.02	4.04	4.07

λ_0 (μm)	0.0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9
1	2.7	3.1	3.3	3.6	3.8	4.1	4.4	4.6	4.9	5.2
2	5.5⁻	5.7	6.0	6.3	6.5	6.8	7.1	7.4	7.6	7.9
3	8.2	8.5	8.7	9.0	9.3	9.5	9.8	10.1	10.4	10.6
4	10.9	11.2	11.5⁻	11.7	12.0	12.3	12.5	12.8	13.1	13.4
5	13.6	13.9	14.2	14.4	14.7	15.0	15.3	15.5	15.8	16.1
6	16.3	16.6	16.9	17.2	17.4	17.7	18.0	18.3	18.5	18.8
7	19.1	19.4	19.6	19.9	20.2	20.4	20.7	21.0	21.3	21.5
8	21.8	22.1	22.4	22.6	22.9	23.2	23.4	23.7	24.0	24.3
9	24.5	24.8	25.1	25.3	25.6	25.9	26.2	26.4	26.7	27.0

المصطلحات العلمية

abundance	وفرة
acceptor	قابل
activator	منشط
attenuation	توهين
avalanche	جُراف
azimuthal	سمتي
backward	خلفيّ
ballast	كابح
bandwidth	اتساع النطاق التررددي
beat frequency	تردد تضاربي
birefringent	مزدوج الانكسار
bleached	بيّض
bottleneck	مختنق
boundaries	تخوم محددّة
cavity	تجويف
Cavity resonance	رنين فجوي
cavity resonator	مرنان
chaotic	مشوش
chopper	قاطع متناوب
cleavage plane	سطح الانشقاق
chelate	كلاّبي
coherent	متلاحم
coherence	تلاحم
collimation	تسديد
contour	كنتور ، منحن مغلق
core	لب ، قلب
coupling	رَبْط

decay	اضمحلال
degenerate	منحل
delay line	خط تعويق
deterioration	تدهور
dielectric	عازل كهربائي
distribution	توزيع
dip	منخفض
donor	مانح
doppler shift	زحزحة دوپلر
duration	أمد البقاء
dye	صِباغ
eigen value	القيمة الوصفية
emittance	القدرة المبتعثة (المنبعثة)
emitter	باعث
ensemble	طقم منسجم الاجزاء
etalon	مقياس تداخل
excited	مثار ، مهيَّج
expander	ممدِّد
expandor	مضخم اوتوماتي للتباين الصوتي
feedback	تغذية استرجاعية
flash lamp	مصباح وميضي
flexibility	لدانة
fluctuations	تقلبات
fluorescence	تفلور
flux density	كثافة الدفق
focusing	تركيز بؤري
front	جبهة
fused	منصَهر
garnet	عقيق احمر
giant pulse	نبضة عملاقة

glow discharge	تفريغ توهجي
ground state	حالة الهمود
half width	نصف الاتساع الترددي
halogens	الهالوجينات
helical	حلزوني
hole	فجوة الكترونية موجبة
hole conduction	توصيل فجوي
host crystal	بلورة رئيسية
inductance	مُحاثة
inequality	متباينة
injection	حقن
input	قدرة مبذولة
interface	سطح بينيّ
intrinsic	ذاتي .
impedance	معاوقة
irregular	غير منتظم
isoelectric	متساوي الجهد الكهربائي
isotropic	موّحد الخواص
junction	ملتقى
Kenel	الذرة دون الكترونات التكافؤ
kerr cell	خلية كير
lattice	شبيكة
level	مستوى
level of saturation	مستوى الاشباع
light chopper	قطاع الضوء
locking device	نبيطة اقفال
locking switch	مفتاح انغلاقي
luminescence	الضيائية
luminous efficiency	الكفاءة الضيائية

luminous flux density	كثافة الدفق الضوئي
matrix	مصفوفة
mechanism	آلية
metastable state	حالة شبه مستقرة
mode (modes)	صيغة (صيَّغ)
mode locking	قفل صيَّغي
modulating frequency	تردد التضمين
monochromatic	احادي الطول الموجي
monotone	نغمة منفردة رتيبة
multiple	مضاعف ، متعدد
multiplicity	كثرة
nodal plane	مستوى عُقْدي
nodal point	نقطة عقدية
noise reduction	تخفيض الضجيج
normalize	عُيَّر ، جعل سوياً ، نُسَّق
occupation	احتلال
octahedral	ثماني السطوح
operator	مُشغل
optical pumping	ضَخ بصري
orbital	مداري
oscillator	مذبذب
output	نتاج ، خارج
overlap	تراكب
over loaded	حمِّل فوق الطاقة
parity	تكافؤ
pattern	مخطط ، نمط
peak value	القيمة القصوى
perturbation	اضطراب
pink	قرنفلي اللون
population	شعب ، سكان

population inversion	شعبية معكوسة
preamplifier	مضخم متقدم
preference	افضلية
pulsation	نبضّان
pulse	نبضة
quanta	كمات
quartz	مَرْوْ (كوارتز)
quasi - optical waves	موجات شبه بصرية
quasi plane	شبه مستو
quenching	تبريد سريع
radial	شعاعي ، نصف قطري
radiance	كثافة الدفق الضوئي
radiotor	مشع
response	استجابة
recombination	اعادة الالتئام
relaxation rate	المعدل الزمني للتراخ
reproducibility	قابلية الاستعادة
resonant cavity	تجويف رنان
rhombohedral	موشور سداسي منتظم ، معيني
ripples	تموج
sapphire	ياقوت ازرق
selection rules	قوانين انتقائية
semiconductor	شبه موصل
sensitizer	مستثير الحفز
sharpening	شحذ . سَنَّ
shell	قشرة ، غلاف
shock waves	موجات صدّمية
shutter	مغلق اتوماتي
Singlet	احادي
spatial	حيزي ، فضائي

spheriod	كرّواني
spikes	نتؤات مسارية
spin	لف ذاتي
spin moment	عزم اللف الذاتي
State	حالة
stimulated emission	انبعاث (ابتعاث) مستحث
super radiant emission	انبعاث اشعاعي مفرط
switching	تشغيل مفتاحي
synchronized	متزامن
synthesis	تركيب ، توليف
system	منظومة
threshold condition	شرط العتبة
threshold current	تيار العتبة
transit time	زمن العبور
transmission line	خط ارسالي
transient	مؤقت
transparancy	شفافية
trigger circuit	دائرة قدح
tunable	توليفي المجال
tuning	توليف ، تناغم
ultrasonic	فوق السمعي
unco-ordinated	غير منسق
uniaxial	احادي المحور
unidirectional	احادي الاتجاه
utilization factor	عامل الانتفاع
valence band	نطاق التكافؤ
vector potential	جهد الكمية الموجَه
Wave guide	مسلك موجات انبوبي

Wave number	الرقم الموجي
Wave phase	متغير الدالة الموجية
Wave train	رَتل موجي .